ORSAY
N° d'ordre : 2745

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Nicolas ALAMANOS

OBSERVATION D'UNE DEFORMATION DYNAMIQUE ET INFORMATIONS SUR LES DENSITES DE NIVEAUX DANS LA REACTION SEQUENTIELLE ^{12}C (^{28}Si, 2α) ^{32}S

Soutenue le 29 juin 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	H.	SERGOLLE	Président
	P.	QUENTIN	
Mme	L.	PAPINEAU	
Mme	M.	BERNAS	Examinateurs
MM.	P.	BONCHE	
	W.	MITTIG	

LEIDEN
UNIVERSITY
LIBRARY

ORSAY
N° d'ordre : 2745

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Nicolas ALAMANOS

OBSERVATION D'UNE DEFORMATION DYNAMIQUE ET INFORMATIONS SUR LES DENSITES DE NIVEAUX DANS LA REACTION SEQUENTIELLE ^{12}C (^{28}Si, 2α) ^{32}S

Soutenue le 29 juin 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	H.	SERGOLLE	Président
	P.	QUENTIN	
Mme	L.	PAPINEAU	
Mme	M.	BERNAS	Examinateurs
MM.	P.	BONCHE	
	W.	MITTIG	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0039

ABSTRACT

We have measured the reaction $^{12}C + ^{28}Si$ leading to the low lying states of ^{32}S by emission of ^{8}Be or of two sequential α particles using a ^{28}Si beam with energies from 60 to 90 MeV and different detection techniques and geometries.

The relative intensities of the different final states and the integrated excitation functions of sequential α particles are in good agreement with statistical model predictions. That means we are in presence of sequential α particle decay of the ^{40}Ca compound nucleus. We extend the statistical model code CASCADE in order to calculate differential cross sections.

The code CORANG was written for the calculation of the angular correlation of the two α particles taking in account all the angular momenta of the intermediate ^{36}Ar.

By comparing the measured angular correlations with the predictions of our calculation we found evidence for strong deformation effects in the first step of the sequential decay.

We observed structures at high excitation energy in ^{36}Ar spectra.

The coherence width of ^{40}Ca has been obtained through the analysis of cross-correlations of the ^{36}Ar energy spectra taken at different incident energies. In addition to the expected width there is an indication for the presence of a second coherence width which could correspond to anomalous long living compound nucleus states. The averaging over Ericson fluctuations permits to get the structures corresponding only to level density effects in ^{36}Ar.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier M. E. COTTON, alors Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, ainsi que M. S. HARAR, Chef actuel de DPh-N/BE, pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude envers M.H. SERGOLLE qui a bien voulu présider le jury de cette thèse et M.P. QUENTIN, Mme M. BERNAS et M.P. BONCHE qui ont bien voulu en faire partie.

Je tiens à remercier chalereusement Mme L. PAPINEAU pour avoir assuré la direction de ce travail. La rédaction du mémoire a beaucoup bénéficié de ses conseils et des discussions critiques que nous avons eues.

Aux prises des données ont participé Mme C. LEVY, Mme C. LE METAYER, Mme L. PAPINEAU et M. W. MITTIG.

Je suis reconnaissant à Mme C. LEVY et Mme C. LE METAYER pour les nombreuses discussions que j'ai eues avec elles. M.W. MITTIG a activement collaboré à l'aboutissement de ce travail, il m'a toujours chaleureusement aidé et n'a jamais refusé de me donner les explications dont j'avais besoin, je lui en suis très reconnaissant.

Je remercie également M. J. BARRETTE, M. R. DAYRAS et M. M. MERMAZ pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

Que M. M. AVRIL et toute l'équipe d'électronique soient remerciés pour leur gentillesse et les nombreuses explications qu'ils ont bien voulu me donner.

Mes remerciements vont également à Melle DOURY pour le soin qu'elle a apporté à la fabrication des cibles.

M. M. GIRMA et l'équipe de conduite de l'accélérateur trouveront ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie Mme F. LE PAGE ainsi que Mme T. LECUYER, Mme R. CHEVAUX et M. D. BOUZIAT, pour leur constante bonne humeur et gentillesse lors de la réalisation de ce mémoire.

Table des matières

INTRODUCTION..... 1

Chapitre I. TECHNIQUES EXPERIMENTALES..... 5

I.1.Le choix des détecteurs..... 5
I.2. Les systèmes de détection utilisés..... 7
I.2.1. Le détecteur à localisation à deux plages..... 7
I.2.2. Le détecteur annulaire à plages et le spectromètre magnétique Q3D..... 9
I.2.3. Le télescope et la jonction à localisation..... 11
I.3. L'électronique et le traitement des informations en ligne..... 12
I.4. Problèmes liés au dépouillement des résultats..... 16
I.5. Les mesures effectuées..... 20
I.6. La normalisation des mesures..... 21

Chapitre II. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX..... 25

II.1. Les structures observées dans les spectres projetés..... 25
II.2. Les fonctions d'excitation $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ et $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$.. 31

Chapitre III. THEORIE DES CORRELATIONS ANGULAIRES ET LES PROGRAMMES UTILISES..... 35

III.1. Théorie des réactions séquentielles avec formation d'un noyau composé à l'étape intermédiaire..... 35
III.1.1. La section efficace dans le cas général..... 36
III.1.2. La section efficace dans le cadre du modèle statistique..... 39
III.1.3. Cas où les trois particules émergentes ont un spin nul 41
III.2. Description des programmes utilisés..... 43
III.2.1. Le programme CASCADE..... 43
III.2.2. Les programmes que nous avons écrits..... 47

Chapitre IV. COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC LES PREDICTIONS DU MODELE STATISTIQUE..... 51

IV.1. Les fonctions d'excitation..... 51
IV.2. Le calcul des spectres..... 56
IV.3. Calcul des fonctions de corrélation..... 59
IV.4. Les coefficients de transmission de la voie d'entrée..... 62
IV.5. Effets de température finie..... 66
IV.6. Effets de la déformation dynamique du noyau composé sur l'émission des particules légères..... 67
IV.6.1. La méthode du calcul des coefficients de transmission d'un noyau déformé, par CASCADE..... 68
IV.6.2. Calcul des corrélations angulaires en présence d'une déformation dynamique du noyau composé..... 72
IV.7. Remarques concernant les calculs que nous avons faits..... 73
IV.8. Calcul des corrélations angulaires pour les transitions qui conduisent au niveau du 2^+ du ^{32}S

Chapitre V. ETUDE DES STRUCTURES OBSERVEES DANS LES SPECTRES DE ^{36}Ar..... 79

V.1. Examen des différents types de fluctuations qui peuvent conduire à des structures dans le spectre de ^{36}Ar..... 79
V.2. Rappels de la théorie des fluctuations statistiques..... 83
V.3. La théorie des fluctuations statistiques pour des états finals non résolus et dont la densité peut fluctuer..... 85
V.4. Analyse de nos résultats..... 91
V.4.1. Calcul de la section efficace moyenne $\langle\sigma\rangle$..... 92
V.4.2. Les fonctions de corrélation croisées $R^1(\varepsilon,\varepsilon_1)$..... 94
V.4.3. Les fonctions de corrélation $R^{1I}(\varepsilon)$..... 95
V.4.4. Largeur de cohérence Γ de ^{40}Ca et densité de niveaux de ^{36}Ar..... 98
V.5. Identification des structures propres à ^{36}Ar..... 104

CONCLUSION..... 109

Appendice A..... 111

REFERENCES..... 113

INTRODUCTION

Des structures larges ont été observées au voisinage de 180°, dans les fonctions d'excitation de la diffusion élastique d'ions lourds sur les noyaux vers la fin de la couche (s,d), [Br-82].

Un effort, tant théorique qu'expérimental, a été entrepris pour comprendre ce comportement. Diverses interprétations de ces structures, partiellement complémentaires, ont été proposées : elles ont été attribuées entre autres à des états quasimoléculaires, à des résonances de surface, à la mise en orbite ou enfin à un échange de particules, [Eb-82], [Ro-78]. Un certain nombre de systèmes $^{16}O + ^{28}Si$, $^{12}C + ^{28}Si$ présentent, en plus des résonances larges ($\sim$ 3 MeV), une structure fine d'environ 500 KeV, [Ba-79]. Dans le but d'obtenir plus d'informations sur l'origine de ces phénomènes, nous avons entrepris la mesure de la fonction d'excitation de la réaction de transfert $^{28}Si(^{12}C,^{8}Be)^{32}S$ dans le domaine d'énergie où la voie d'entrée présente un comportement résonnant.

Pour effectuer ces mesures nous avons employé la technique classique qui consiste à utiliser comme faisceau la particule lourde (^{28}Si) et détecter aux angles avant la particule légère (^{8}Be) instable par émission de deux particules α. La coïncidence des deux α dans le même détecteur nous permettait une détection à zéro degré. Cependant les difficultés et les incohérences que nous avions rencontrées lors de l'analyse de nos résultats nous ont suggéré que nous détections également, en coïncidence, des particules α d'une autre origine que celle de la désintégration de ^{8}Be. L'hypothèse la plus naturelle consiste à supposer que lors de cette réaction nous formons le noyau composé ^{40}Ca qui se désexcite par émission séquentielle de deux particules α selon le schéma :

$$^{28}Si + ^{12}C \longrightarrow {}^{40}Ca^{*} \longrightarrow {}^{36}Ar^{*} + \alpha$$
$$\hookrightarrow {}^{32}S + \alpha$$

Pour vérifier cette hypothèse et distinguer les particules α provenant de la

réaction de transfert $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ de celles de l'émission séquentielle $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$, nous avons modifié notre système de détection afin de mesurer les coincidences de particules α entre deux détecteurs.

La figure 1 montre une matrice $E_1 \otimes E_2$ de coincidences entre les deux plages séparées d'une jonction à localisation placée à 0°, pour une énergie du faisceau de ^{28}Si de 75 MeV.

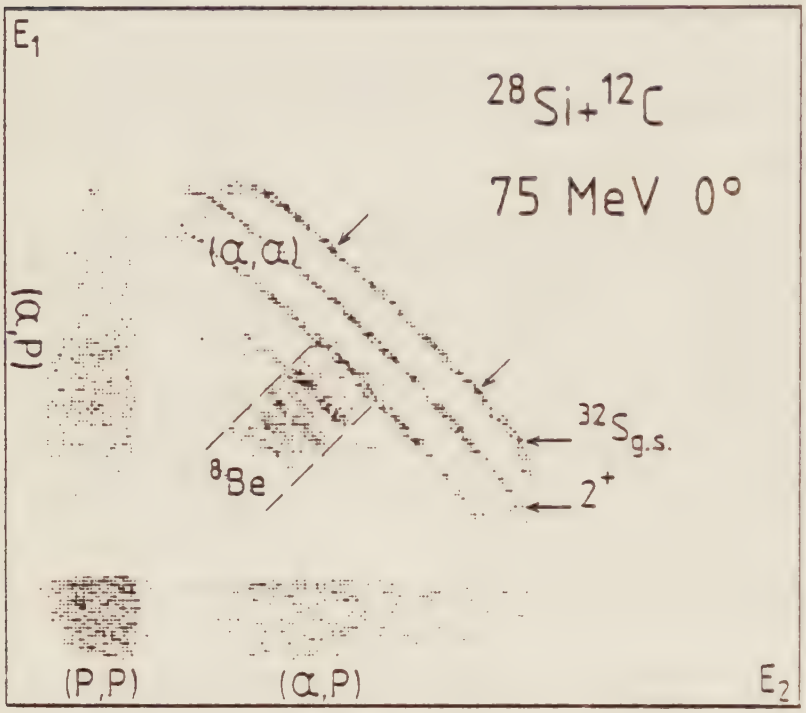


Fig. 1. Matrice $E_1 \otimes E_2$ de coincidences dans un détecteur à localisation à deux plages.

L'épaisseur du détecteur était choisie de façon à pouvoir séparer les protons et les alphas, on peut ainsi distinguer les événements (p,α) ou (α,p) conduisant à ^{35}Cl, les événements (p,p) qui conduisent à ^{38}Ar et les événements (α,α) qui conduisent à ^{32}S.

Les lignes observées correspondent aux événements tels que E_1+E_2 est constant, c'est-à-dire aux différents niveaux de ^{32}S.

La concentration d'événements proches de l'axe $E_1=E_2$ correspond à l'émission de ^{8}Be dans son état fondamental, puisque cette particule se décompose en deux particules α d'énergies voisines. On voit que ces événements peuplent préférentiellement les niveaux de ^{32}S les plus excités, conformément à des considérations simples sur les Q optimums.

Les coïncidences (α,α) dues à la désintégration séquentielle de ^{40}Ca peuplent par contre préférentiellement le niveau fondamental et le niveau 2^+ de ^{32}S.

Il n'est pas possible, expérimentalement, de séparer les particules α dues à la désexcitation de $^{40}Ca(\alpha_1)$ de celles dues à la désexcitation de $^{36}Ar(\alpha_2)$. Ainsi chaque ligne de la matrice $E_1 \otimes E_2$, qui correspond à un spectre de particule α conditionné par un niveau final de ^{32}S, contient les deux contributions. Comme on peut l'observer la concentration des points varie en fonction de la position sur la ligne, les flèches indiquant des régions de grande concentration. Ces régions correspondent à des pics sur les spectres projetés, c'est-à-dire à des structures à haute énergie d'excitation dans ^{36}Ar.

A la suite de cette expérience nous avons établi que :
i) nous sommes en présence de deux mécanismes de réaction menant aux états de ^{32}S : transfert direct d'une particule α suivant la réaction $^{28}Si(^{12}C,^{8}Be)^{32}S$ et désexcitation du noyau composé ^{40}Ca par émission séquentielle de deux particules α. L'observation des états discrets de ^{32}S exclut des mécanismes à plus de trois corps.

ii) Les spectres de particules α en coïncidence sont fortement structurés, ces structures reflétant le passage intermédiaire par ^{36}Ar.

Ces résultats nous ont incités à orienter notre travail vers l'étude de la désintégration séquentielle du noyau composé ^{40}Ca par émission de deux particules α en négligeant dans un premier temps l'étude des désintégrations (α,p) ; (p,α) et (p,p).

Ainsi nous avons fait un travail tant expérimental que d'analyse théorique suivant deux idées directrices :

a) Nous avons voulu mesurer les moments angulaires ℓ_1 et ℓ_2 emportés par le premier et le deuxième alpha. Dans le cas des transitions $\alpha_1\alpha_2$ conduisant à l'état fondamental de ^{32}S, cette mesure doit permettre de déterminer le spin des niveaux de ^{36}Ar si les structures observées correspondent à des niveaux bien séparés.

Pour cette raison nous avons mesuré des fonctions de corrélation des particules α de la désintégration séquentielle.

Afin de comparer les résultats de ces mesures aux prédictions d'un calcul du modèle statistique, nous avons écrit un programme qui permet de calculer les corrélations angulaires à partir des sections efficaces intégrées calculées avec un programme d'évaporation (CASCADE).

b) Nous avons essayé de comprendre la nature des structures observées. Pour cela nous avons mesuré d'une part l'énergie de ces structures avec une grande précision, en utilisant le spectromètre magnétique Q3D à 0°, en coïncidence avec un détecteur annulaire à plages que nous avons construit ; d'autre part nous avons mesuré à 0° des fonctions d'excitation des coïncidences α,α avec des pas en énergie de 100 keV d'une part et de 2 MeV d'autre part.

C'est cette aventure intellectuelle que nous allons conter dans les pages suivantes.

Cette thèse comprend cinq parties : dans le chapitre I nous présentons les techniques expérimentales mises en oeuvre lors de nos mesures et nous discutons les problèmes liés au dépouillement des résultats.

Le chapitre II est consacré à une brève discussion des premiers résultats expérimentaux obtenus, lesquels ont orienté la suite de notre travail.

Dans le chapitre III nous présentons la théorie des corrélations angulaires pour la désexcitation séquentielle d'un noyau composé et nous discutons les modifications que nous avons apportées au code CASCADE afin de calculer les sections efficaces différentielles.

Le chapitre IV est consacré à la comparaison de nos résultats avec les prédictions du modèle statistique. Dans ce même chapitre, nous introduisons l'hypothèse d'une grande déformation dynamique pour interpréter les mesures de corrélations angulaires.

Enfin le dernier chapitre est consacré à la description des expériences et des analyses que nous avons faites pour essayer de comprendre l'origine des structures observées.

Chapitre I

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Dans ce chapitre nous allons présenter les dispositifs expérimentaux évoqués dans l'introduction et nous discuterons les problèmes posés lors des expériences.

Toutes les expériences ont été effectuées auprès de l'accélérateur Van de Graff Tandem de Saclay dont la tension accélératrice maximale est de 9,2 MV.

Comme nous l'avons indiqué dans l'introduction nous avons étudié la réaction $^{28}Si(^{12}C,^{8}Be)^{32}S$ aux angles arrière par la méthode de la réaction inverse : le faisceau de ^{28}Si était produit par la source ANIS [Ve-79] qui délivre couramment ces ions avec une intensité de l'ordre de 50 nA. Les particules légères émises : α et protons étaient détectées vers l'avant.

I.1. Le choix des absorbeurs

La détection des particules légères près de 0° nécessitait l'interposition d'absorbeurs pour arrêter le faisceau incident.

La présence d'absorbeurs introduit une dispersion de l'énergie des particules α qui détériore la résolution.

Ce phénomène, de nature statistique, peut être approché par une expression due à N. BOHR [Bo-48].

$$\Delta E = 20,8\ z \left\{ \frac{2Z}{A} (\Delta x) \right\}^{1/2}$$

où ΔE est calculé en KeV si Δx est en mg/cm^2, z est la charge du projectile, Z et A sont relatifs aux atomes du milieu ralentisseur. Lorsqu'une particule lourde traverse un milieu ralentisseur la dispersion en énergie semble dominée par des processus d'échanges de charges [Sc-78], tandis que lorsqu'une particule légère traverse un milieu ralentisseur la dispersion dépend essentiellement du potentiel chimique du milieu I, [Ts-68], [Cl-71].

Cette dernière information est contenue dans la formule de Clarke [Cl-71] qui permet de calculer la dispersion induite par des absorbeurs de faible épaisseur

$$\Delta E = 109{,}75 \left\{ \frac{\Delta E_{cin}}{8.38 - \ln I} \right\}^{1/2}$$

ΔE est calculé en KeV, lorsque ΔE_{cin} est donné en MeV et le potentiel chimique I en eV (tableau I). Les constantes numériques de cette expression ont été calculées pour des particules α incidentes de 8 MeV. Selon cette expression, lorsqu'une particule traverse des milieux ralentisseurs différents, pour la même perte d'énergie ΔE_{cin} sa dispersion sera d'autant plus petite que le potentiel chimique du milieu est petit.

Ceci implique que pour diminuer la dispersion il faut choisir les absorbeurs parmi les éléments de faible valeur de Z, puisque le potentiel moyen d'ionisation diminue quand Z diminue [Fa-63].

Nous avons mesuré la dispersion en énergie des particules α de 8,78 MeV d'une source de thorium, produite par la traversée de différents matériaux d'une épaisseur telle qu'ils pouvaient arrêter des ions ^{28}Si de 112 MeV (tableau I). Dans ce tableau sont aussi portées les prédictions théoriques de Bohr et de Clarke.

Le comportement irrégulier de la dispersion en fonction de la valeur de Z de l'absorbeur montre que la cause essentielle de cette dispersion est l'inhomogénéité des cibles, c'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser le tantale qui a donné un bon résultat et qui est facile à manipuler.

Tableau I

	Polyane	Mylar	Aluminium	Nickel	Tantale
	$(CH_2)_n$	$C_{10}H_8O_4$	Al_{13}	Ni_{28}	Ta_{73}
Potentiel chimique en eV [a]			163	280	730
(Δx) en mg/cm^2 épaisseur pour arrêter des ions de ^{28}Si.	5.7	7.0	9.9	13.5	24.7
Dispersion selon la formule de Bohr, en KeV.	108	115	131	153	186
Dispersion selon la formule de Clarke, en KeV [b]			117	141	180
Dispersion mesurée en KeV	250	240	335	350	270

a) Les valeurs du potentiel chimique pour le nickel et le tantale ont été calculées en supposant que pour les atomes lourds le rapport $I/Z \sim 10$, [Fa-63].

b) Selon Clarke la dispersion en énergie est donnée par l'expression $\Delta E = 2.355\sqrt{\sigma_2}$ où $\sigma_2 = E_{cin}^2 \varepsilon \Delta u / 2u_0 \ln u_0$ avec les définitions suivantes $\varepsilon = 4(m/M)(1+m)^{-2}$ où m est la masse de l'électron et M la masse de la particule incidente. E_{cin} est l'énergie des particules incidentes, tandis que $u_0 = \varepsilon \frac{E_{cin}}{I}$ où I est le potentiel moyen d'excitation de la cible.

I.2. Les systèmes de détection utilisés.

Dans ce qui suit nous allons présenter les trois dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés lors de ces expériences.

I.2.1. Le détecteur à localisation à deux plages

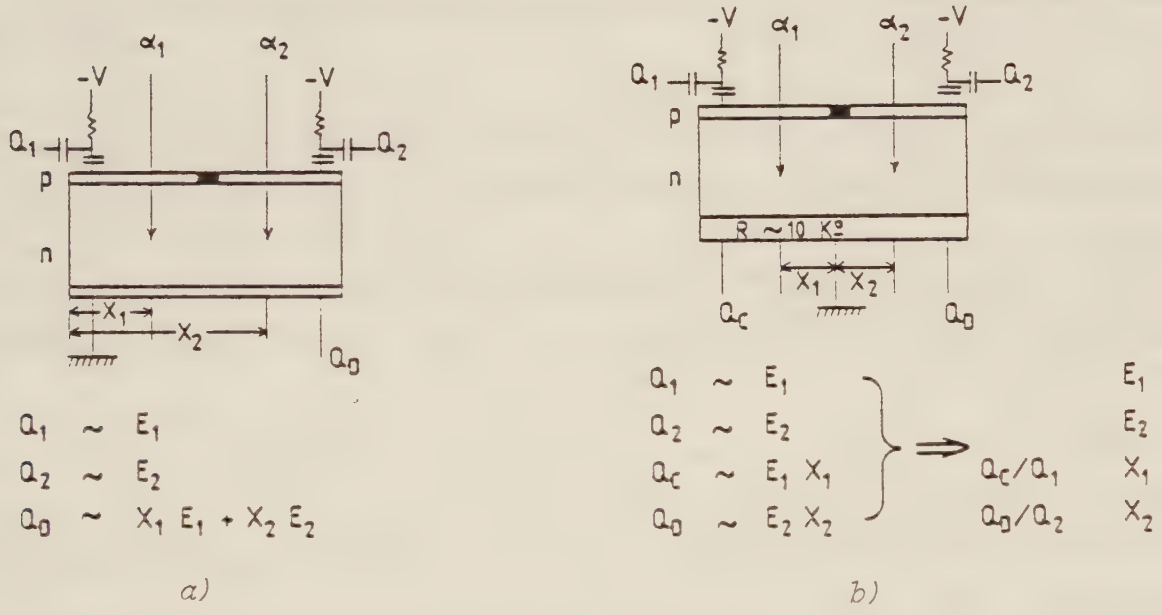


Fig. 2. Schéma de principe du détecteur à localisation à barrière de surface, réalisée par évaporation d'or (20 µgr). Les deux plages sont séparées de 3/10 de mm. La face résistive du détecteur est réalisée par implantation ionique de phosphore de 25 keV (10^{14} ions/cm^2).

Ce détecteur avait été initialement conçu pour la détection de particules alpha issues de la désexcitation de ^{8}Be (instable par émission de deux particules alpha).

C'était une jonction à localisation à barrière de surface (20 mm × 20 mm et 850 µm d'épaisseur) séparée en deux plages par une zone morte (fig. 2 a). Elle permettait de recueillir les informations sur les énergies perdues dans chaque plage et, par division de charge, d'obtenir une information sur le centre de

gravité des points d'impact des deux particules α pour autant que leurs énergies sont voisines.

Pour utiliser ce détecteur à l'étude de la désintégration séquentielle du noyau composé ^{40}Ca par émission de deux particules α dont l'énergie peut être différente, nous l'avons modifié légèrement.

Nous avons évaporé du coté arrière de la jonction une fine bande d'aluminium que nous avons portée à la masse, (fig. 2b). Ainsi nous avons pu obtenir une information sur le point d'impact des particules α dans chaque plage.

Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental associé à ce détecteur est présenté sur la figure 3. Le détecteur qui était placé à zéro degré se trouvait à une distance D de la cible que nous avons fixée en fonction de l'acceptance angulaire maximum $\theta_{ouverture}$ que nous voulions atteindre.

Les particules ^{28}Si de la diffusion élastique $^{12}C(^{28}Si,^{28}Si)^{12}C$, étaient arrêtées par une feuille de Ta de 14 μ qui couvrait toute la surface du détecteur.

A la suite des essais, nous avons constaté que cette façon d'arrêter le faisceau introduisait un bruit électronique qui détériorait la résolution malgré la détection des particules α en coïncidence.

Pour cette raison et pour une meilleure protection du détecteur, nous avons arrêté le faisceau avec une tige de tantale placée à une distance d de la cible. Nous avons choisi pour cette tige un diamètre de 2,5 mm de l'ordre de grandeur de celui du faisceau à cet endroit de la chambre. La tige par sa présence produisait une zone d'ombre θ_{ombre}, sur le détecteur, dépendant uniquement des distances d et D.

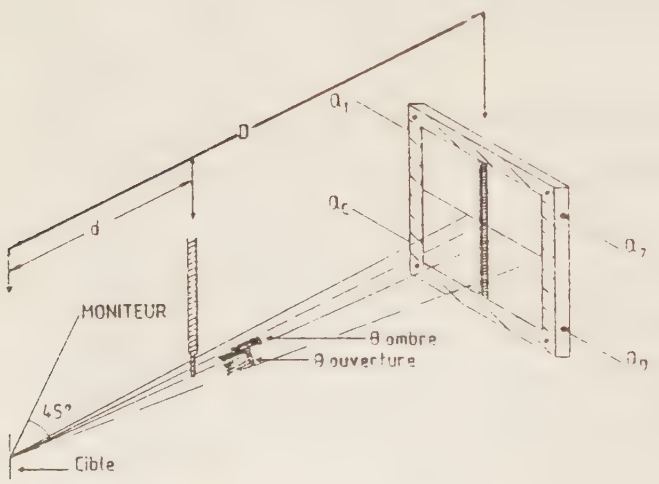


Fig. 3 : Installation expérimentale associée au détecteur à localisation à deux plages.

I.2.2. Le détecteur annulaire à plages et le spectromètre magnétique Q3D

Pour mesurer avec une bonne résolution la largeur des structures que nous avons observées et déterminer leurs énergies, nous avons utilisé le spectromètre magnétique Q3D en coïncidence avec un détecteur annulaire à plages que nous avons construit.

La figure 4 présente une vue schématique de ce spectromètre composé d'un quadrupôle et de trois dipôles. Il est caractérisé par une grande dispersion et un grand angle solide d'ouverture maximale 14,7 msr. Sa surface focale est un arc de cylindre de 2,40 m. de rayon.

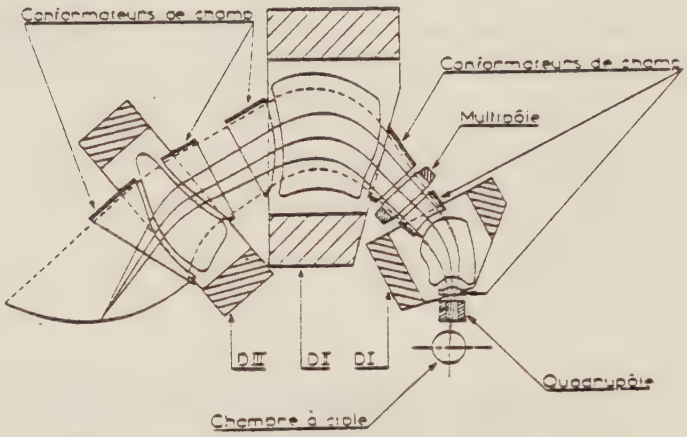


Fig. 4 : Vue schématique du spectromètre magnétique Q3D.

Nous avons utilisé, lors de cette expérience, le compteur standard qui équipe la focale du Q3D. Ce détecteur est formé d'une chambre d'ionisation qui nous permet de mesurer l'énergie E et la perte d'énergie ΔE d'une particule et d'un compteur proportionnel à fil résistif qui nous fournit l'information sur la position, sur la focale, des particules détectées. Des descriptions détaillées du Q3D et de son système de détection abondent, (voir par exemple [A1-79] et [Me-82]). Pour cela nous ne nous attarderons pas sur ces points.

Le détecteur annulaire à plages

Ce détecteur nous a permis de mesurer des corrélations angulaires au voisinage de zéro degré simultanément pour plusieurs angles, [A1-81].

C'est un détecteur semiconducteur à barrière de surface qui a été fabriqué en utilisant une plaquette de silicium de 35 mm de diamètre et d'une épaisseur de 700 μm avec un trou central de 6 mm (fig. 5). Les plages ont été obtenues par évaporation d'une couche d'aluminium sur la plaque de silicium à travers un masque montré sur la figure 6.

Le signal d'énergie est collecté du coté de la couche d'or.

Chaque plage est reliée avec les autres à travers des résistances, le tout constituant un pont de résistance de 5 kΩ.

En divisant le signal obtenu au bout du pont de résistance par le signal d'énergie nous obtenons l'information sur la plage touchée.

entre les plages et les résistances, celles-ci sont montrées sur la partie inférieure de cette figure.

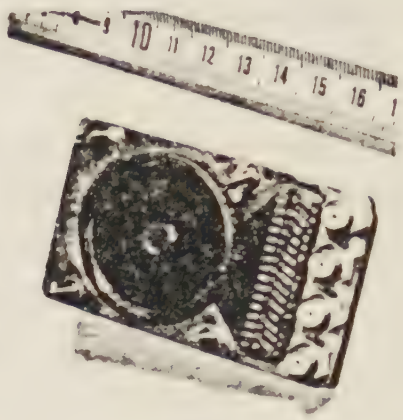
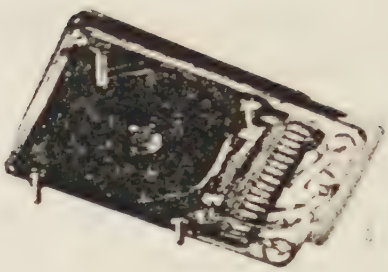


Fig. 5 Faces avant et arrière du détecteur annulaire à plages. On peut voir le pont de résistances qui permet de séparer les différentes plages.



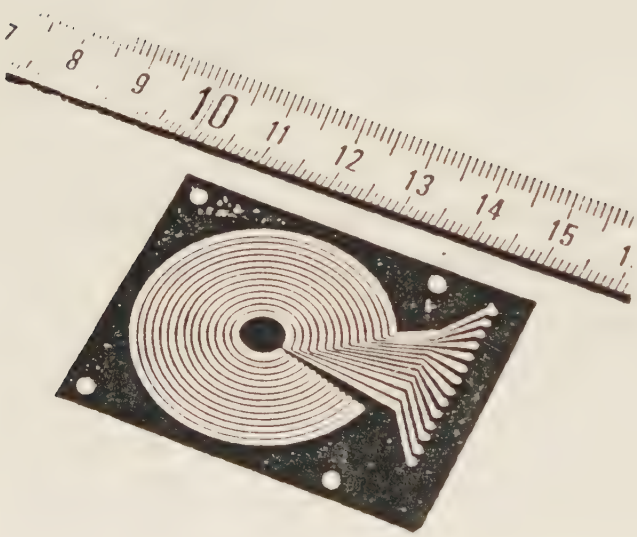


Fig. 6 : Masque utilisé pour l'évaporation de l'aluminium sur le silicium lors de la fabrication du détecteur annulaire à plages.

Une difficulté majeure rencontrée lors de la réalisation du détecteur a été la fabrication du masque, les fabricants contactés demandant des sommes trop importantes et des délais trop longs.

Pour faire face à cette situation nous avons mis au point une technique

d'attaque chimique similaire à celle utilisée lors de la fabrication de circuits imprimés. De cette façon nous avons obtenu, dans une feuille de cuivre de 0,05 mm, des anneaux de 0,8 mm de largeur et d'un espacement de 1 mm (fig. 6).

Le courant inverse de ce détecteur est de 800 nA pour une tension de 80 volts. Lors d'un test avec des particules α émises par le thorium nous avons obtenu une résolution en énergie de 50 KeV.

Le résultat de la division obtenu n'est pas linéaire en fonction de la plage touchée par les particules. Ceci est dû au fait qu'il y a un effet de diode entre l'aluminium et le silicium de la plage morte avoisinante. Nous avons cependant pu séparer sans ambiguité les différentes plages du détecteur.

Une méthode qui pourrait s'avérer intéressante consisterait à fabriquer les plages par implantation ionique de phosphore.

Le dispositif experimental

La figure 7 présente une vue schématique du dispositif expérimental utilisé lors de cette expérience. Nous avons positionné le détecteur annulaire à plages à zéro degré, par alignement optique, de façon que le faisceau, dont le diamètre est de 2 mm à cet endroit de la chambre, passe à travers le trou central de 5 mm du détecteur.

Dans la géométrie utilisée le détecteur à plages couvrait un domaine angulaire de 3° à 15° environ et l'espacement entre chaque plage était de l'ordre de 1,1°.

Une feuille de Ta de 14 μ devant le détecteur à plages et une feuille de Havar de 20 μ devant le compteur qui équipe la focale de Q3D arrêtaient les ions de ^{28}Si.

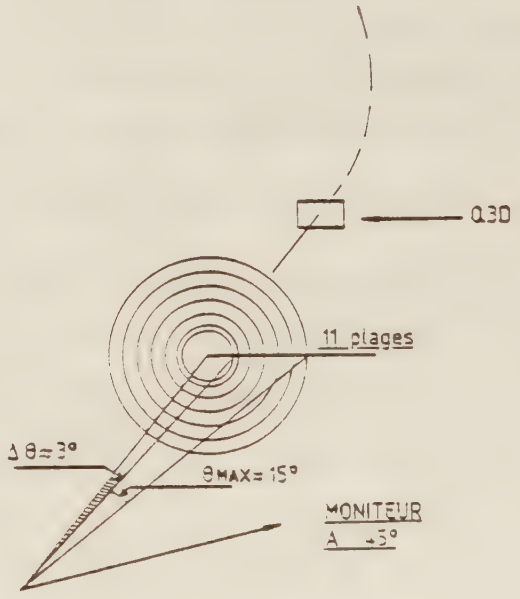


Fig. 7 : Vue schématique du dispositif expérimental.

I.2.3. Le télescope et la jonction à localisation.

Afin de mesurer les corrélations angulaires entre une particule à zéro degré

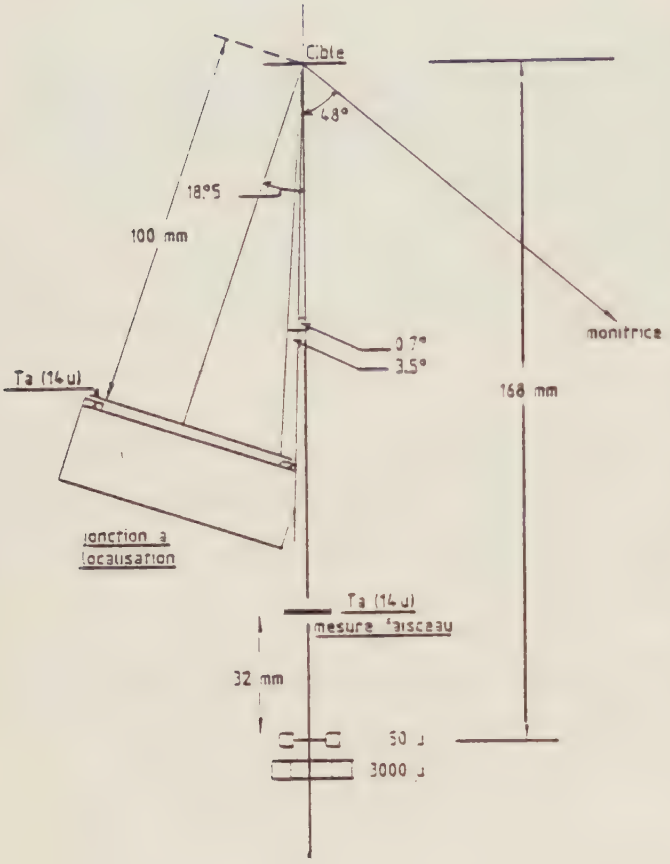


Fig. 8 : Vue schématique du dispositif expérimental.

et l'autre à des angles variables nous avons utilisé un télescope à zéro degré en coïncidence avec une jonction à localisation qui couvrait un domaine angulaire de 3°5 à 32°.

Pour permettre d'identifier les particules, le télescope était constitué d'une jonction ΔE de 50 µ à barrière de surface et d'une jonction E de 3000 µ Si(Li). La jonction à localisation (50 mm × 10 mm) avait une épaisseur de 500 µ et était recouverte d'une feuille de Ta de 14 µ.

Pour éviter, dans cette géométrie, d'avoir à utiliser une tige, nous arrêtions le faisceau avec une feuille de Ta. Cette feuille était placée à 32 mm du télescope, c'est-à-dire assez loin, afin de réduire le bruit électronique. Le télescope permettait l'identification des protons et des particules alpha. La perte d'énergie maximale des protons dans la jonction à localisation était de 8 MeV. Ceci permettait de séparer sans ambiguité les protons et les particules alpha dans la jonction à localisation pour des énergies supérieures à 8 MeV.

I.3. L'électronique et le traitement des informations en ligne.

L'électronique associée à ces trois dispositifs expérimentaux est pratiquement identique et conçue pour obtenir les impulsions correspondantes à :

i) E_1, X_1 (E_2,X_2) dans le cas des jonctions à localisation

ii) ΔE,E dans le cas du télescope

iii) t le temps qui sépare les deux évènements en coïncidence

iv) le signal d'une jonction utilisée comme monitrice.

Sur la figure 9 nous présentons le schéma électronique que nous avons utilisé lors de la première de ces expériences. Chaque signal physique est adressé à une voie lente et à une voie rapide. Après mise en forme (AMS ou APS) et conditionnement par la voie rapide, le signal issu de la voie lente est codé. Les voies rapides permettent de prendre des décisions logiques et de distinguer les différents événements

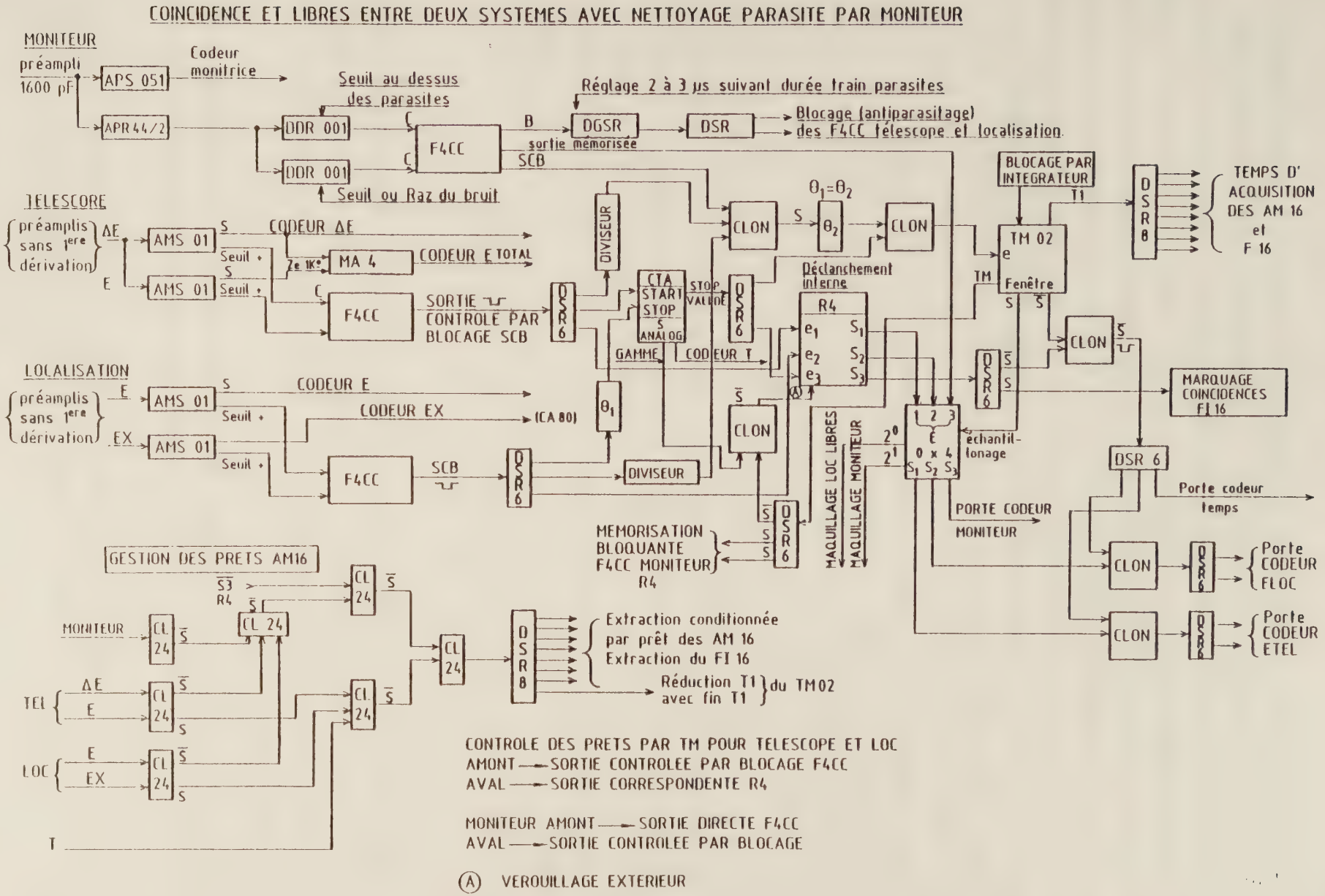


Fig. 9. Schéma du dispositif électronique

physiques.

Les pièces maitresses de cette logique sont le registre à quatre entrées R4 et le OU exclusif à quatre entrées OX4. Le R4 délivre un signal dès qu'une entrée est excitée. Avec ce signal on déclenche le tiroir temps mort qui d'une part vient vérouiller les autres entrées du R4 et d'autre part autorise le codage des impulsions physiques à l'entrée du OX4. Le OX4 permet de distinguer les différents types d'événements physiques. Quand les codeurs ont terminé le codage des impulsions ils délivrent un signal indiquant qu'ils sont prêts à transférer leur contenu vers le module d'acquisition et de traitement d'information numériques à seize voies (MATIN 16). L'autorisation de cette extraction, GESTION DES PRETS sur le schéma 9, est obtenue à la suite d'une série d'opérations logiques qui consistent à faire un "ET" entre les PRETS du même événement physique et un "OU" entre le résultat de ces PRETS. C'est le résultat de ce "OU" qui autorise l'extraction vers le MATIN 16. Après conversion analogique-digital les informations qui correspondent au même événement physique sont classées dans le MATIN 16 et envoyées vers le calculateur VARIAN. A ce niveau elles sont enregistrées sur bande magnétique en vue d'un traitement ultérieur. Les informations peuvent être traitées en ligne en utilisant les programmes de traitement que nous avons décrits. Ces programmes permettent d'effectuer les divisions afin d'obtenir l'information sur E_1 et E_1X_1/E_1 ainsi que sur la somme des énergies E_1+E_2, de construire des matrices et de visualiser des spectres conditionnées par d'autres paramètres.

Ils permettent aussi de tenir compte par une formule du type :

$$E_{corr} = E_{mes} (1+ \alpha\theta^2+ \beta\theta^4)$$

de la variation de l'énergie des particules détectées dans la jonction à localisation avec l'angle de détection $\theta(X_1)$, α et β sont des constantes fournies par un calcul cinématique et tiennent compte des pertes d'énergie des particules α dans les feuilles de tantale.

Sur la figure 10 on peut voir que cette correction améliore considérablement la séparation des pics du spectre somme E_1+E_2 correspondant aux différents états finals de ^{32}S.

Nous avons fait des corrections similaires sur le pic du spectre temps, puisque le temps de montée du signal d'énergie dépend de l'endroit (X_1) où la particule a traversé la jonction à localisation.

Ce type de correction nous a permis de gagner un facteur deux sur la largeur à mi-hauteur du pic du spectre temps.

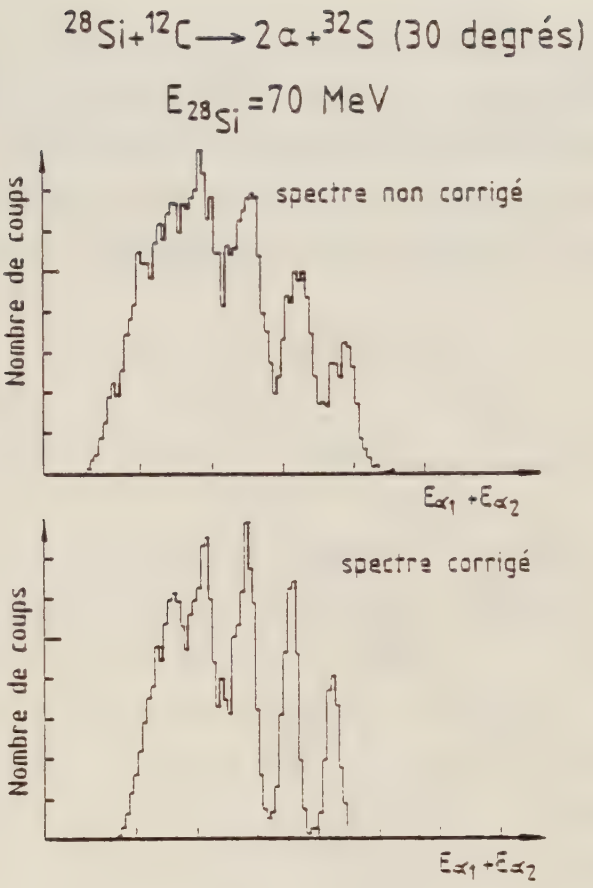


Fig. 10 : Spectre somme E_1+E_2, avant et après correction cinématique.

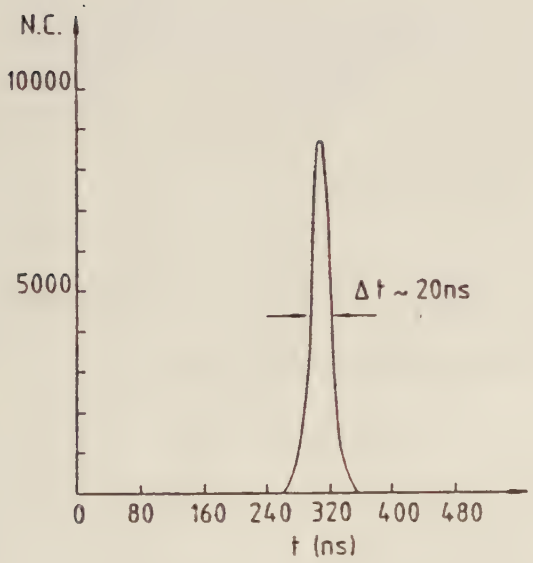


Fig. 11 : Spectre temps obtenu avec la JAL à deux plages.

Sur la figure 11 nous présentons un spectre temps obtenu avec la jonction à localisation à deux plages pour une énergie du faisceau incident de 70 MeV.

A l'aide de programmes arithmétiques nous pouvons dépouiller les spectres, (surface des pics, centre de gravité...) et avoir ainsi une vue générale du déroulement de l'expérience.

I.4 Problèmes liés au dépouillement des résultats

Afin de séparer les deux mécanismes de réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ et $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ nous avons utilisé la différence de leur comportement cinématique. Le ^{8}Be dans son état fondamental a une vie moyenne de l'ordre de 10^{-16} sec, pour cette raison nous ne pouvons pas le détecter directement. Sa présence est signée par certaines corrélations entre les particules alpha qui résultent de sa décomposition. Ces particules doivent satisfaire certaines contraintes cinématiques (fig. 12) [Mo-75]. L'énergie de la particule α_1 émise à l'angle θ_1 est donnée par l'expression

$$E_1 = \frac{1}{2} E_{^8Be} \left\{ \cos\theta_1 - (\varepsilon^2 - \sin^2\theta_1)^{1/2} \right\}^2$$

où

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{Q}{E_{^8Be}}} .$$

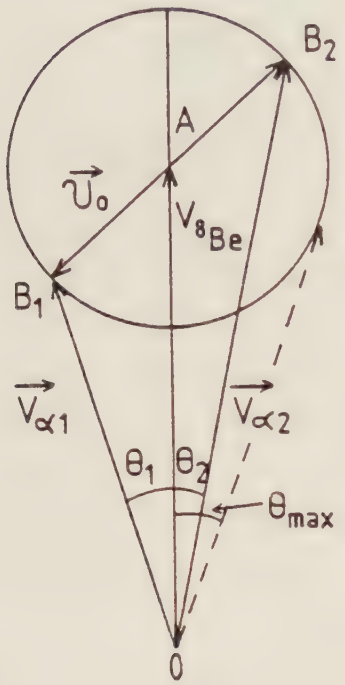


Fig. 12 Diagramme des vitesses de la décomposition de ^{8}Be

L'énergie de liaison Q de ^{8}Be dans son niveau fondamental est de 0.092 MeV. L'énergie de la particule α_2 est donnée par la relation

$$E_2 = E_{^8Be} + Q - E_1 .$$

Selon l'expression qui donne l'énergie E_{α_1} de la particule α_1 il faut que

$$\varepsilon^2 - \sin\theta_1 \geq 0$$

ce qui impose que l'angle d'émission maximal soit

$$\theta_{max} = \text{arc sin} \sqrt{\frac{Q}{E_{^8Be}}}$$

Dans ce cas d'après les relations précédentes

$$E_1 = E_2 = \frac{1}{2} (E_{^8Be} - Q)$$

Nous avons considéré la réaction $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S_{g.s.}$ et avons calculé, pour différentes énergies de la particules incidente, l'énergie de ^{8}Be lorsque cette particule est émise à zéro degré, l'angle θ_{max} des deux particules α ainsi que leurs énergies dans les deux cas extrêmes $\theta=0$ et $\theta=\theta_{max}$. Ces quantités sont reportées dans le tableau II.

Tableau II

$E(^{28}Si)$ [MeV]	$E_{^8Be}$ [MeV]	θ_{max} [degrés]	$\theta = 0$		$\theta = \theta_{max}$
			E_1 [MeV]	E_2 [MeV]	$E_1 = E_2$ [MeV]
60	44.25	2.61	24.19	20.15	22.08
70	51.72	2.42	28.09	23.72	25.81
80	59.20	2.26	31.98	27.31	29.55
90	66.68	2.13	35.86	30.91	33.29

L'examen de ce tableau permet de constater que dans le domaine des énergies auxquelles nous avons travaillé, les deux alpha issus de la décomposition de ^8Be sont émis dans un cône d'angle d'ouverture $2\theta_{max}$ relativement faible.

Ainsi, lors des expériences que nous avons faites avec un télescope à 0° en coïncidence avec une jonction à localisation, on ne peut pas avoir de particules α dues à ^8Be, dans la jonction à localisation, au-delà de $\sim$5°. Par ailleurs l'écart d'énergie entre les deux particules, nul si $\theta=\theta_{max}$ reste très petit, de l'ordre de 4 MeV, pour $\theta=0$. On s'attend donc à ce que, sur la matrice $E_1 \otimes E_2$ obtenue avec la jonction à localisation à deux plages, les événements dus à la désexcitation de ^8Be se situent à proximité de la bissectrice des axes. L'examen de la figure 13 montre qu'on observe ce type d'événements pour les niveaux les plus excités.

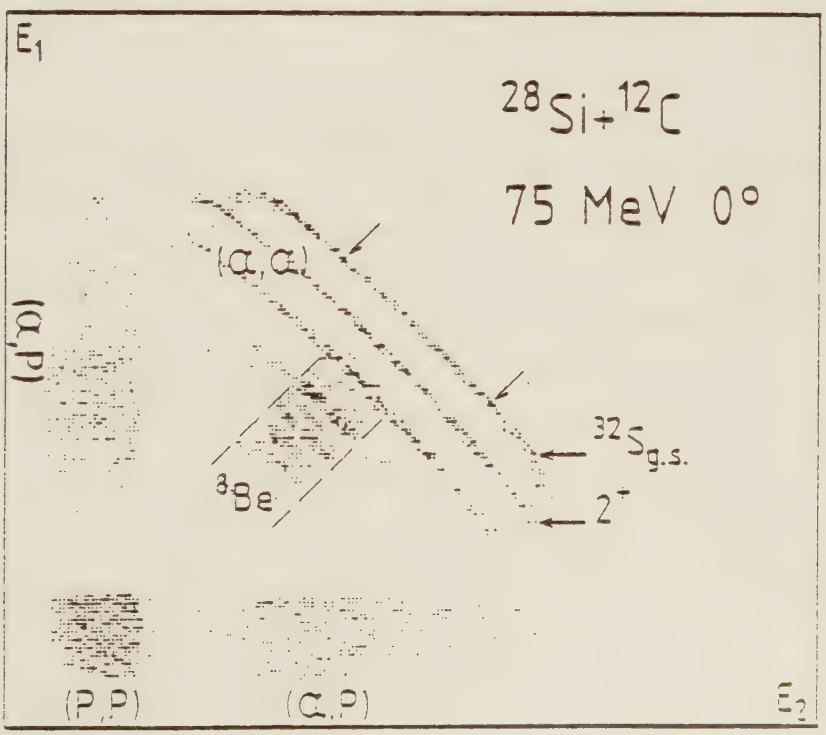


Fig. 13 : Matrice $E_1 \otimes E_2$ obtenue avec la JAL à deux plages

La première opération du dépouillement de ces expériences consiste à construire le spectre qui correspond à la somme des énergies des deux particules α (fig. 14). Ce spectre est en bon accord avec le schéma des premiers niveaux de ^{32}S. Ceci nous permet d'obtenir par la suite les spectres d'énergie des particules α conditionnés par différents niveaux de ^{32}S ce qui correspond à projeter chaque ligne de la matrice $E_1 \otimes E_2$ sur un de ses axes.

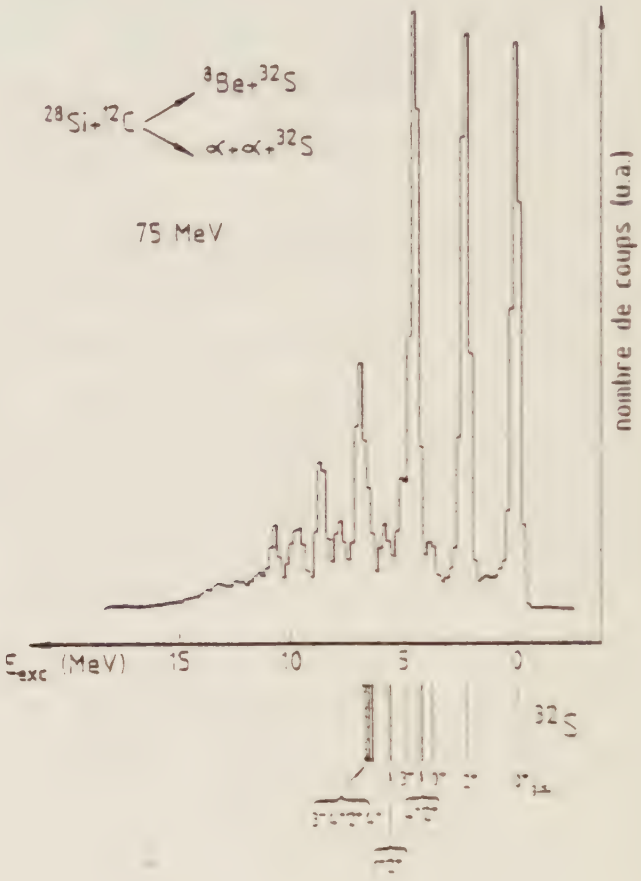


Fig. 14 Spectre de la somme E_1+E_2. Comparaison avec les niveaux connus de ^{32}S

Sur la figure 15 sont représentés les spectres de particules α conditionnés par les quatre premiers pics du spectre somme. On voit que ces spectres sont fortement structurés, nous en discuterons longuement plus loin. Pour l'instant examinons leur allure générale. On voit que, dans la région où $E_1 \sim E_2$ (milieu du spectre), le premier spectre, correspondant au niveau fondamental, présente un minimum alors que le 3ème spectre (0^+, E_{exc} = 3.78 MeV) présente un fort maximum. Si on conditionne ce spectre par différentes tranches de valeur de X_1+X_2, c'est-à-dire par différentes tranches d'angles $\theta_1+\theta_2$ d'émission des particules α, on observe bien les prévisions cinématiques de la désintégration de ^{8}Be (fig. 16). En effet, près de 0° on observe deux pics qui se confondent lorsque l'angle augmente, pour des angles encore plus grands il n'y a plus de contribution due à ^{8}Be (fig. 16), (les plus petits angles sont sous l'ombre de la tige).

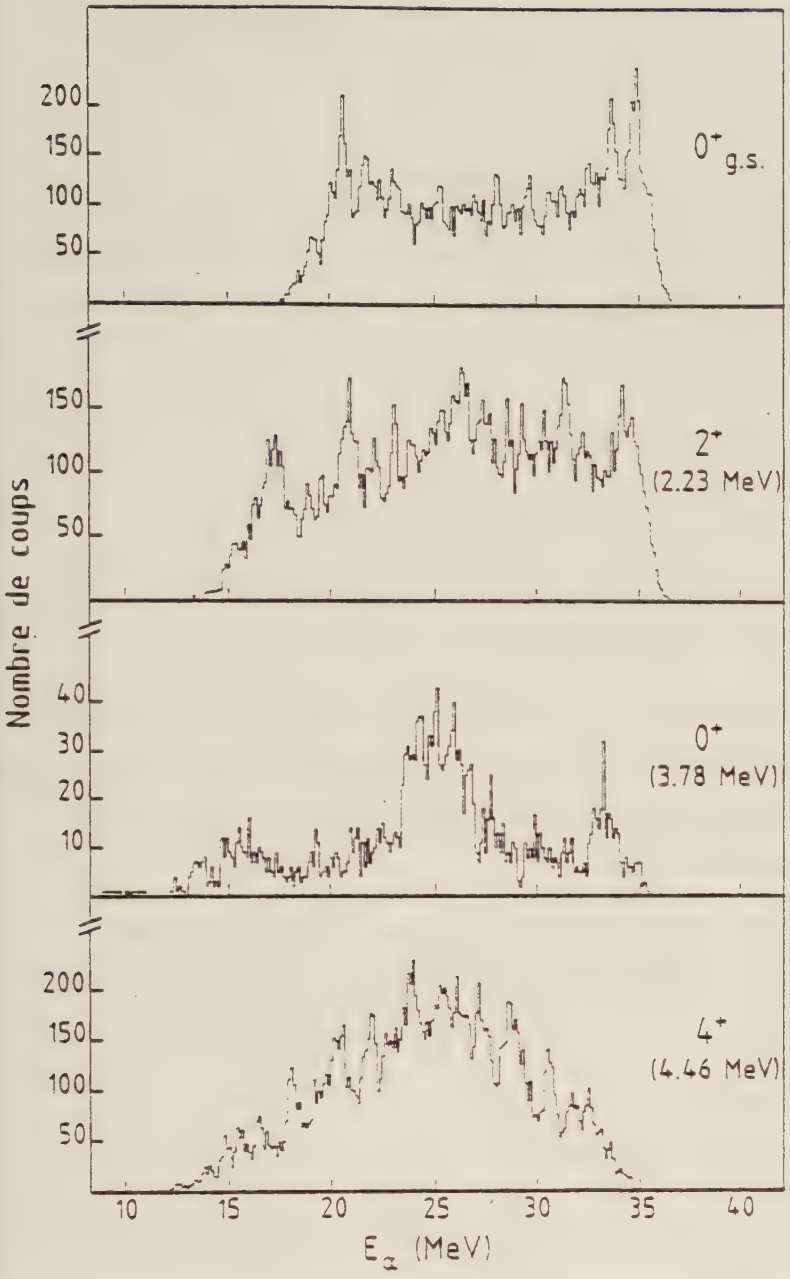
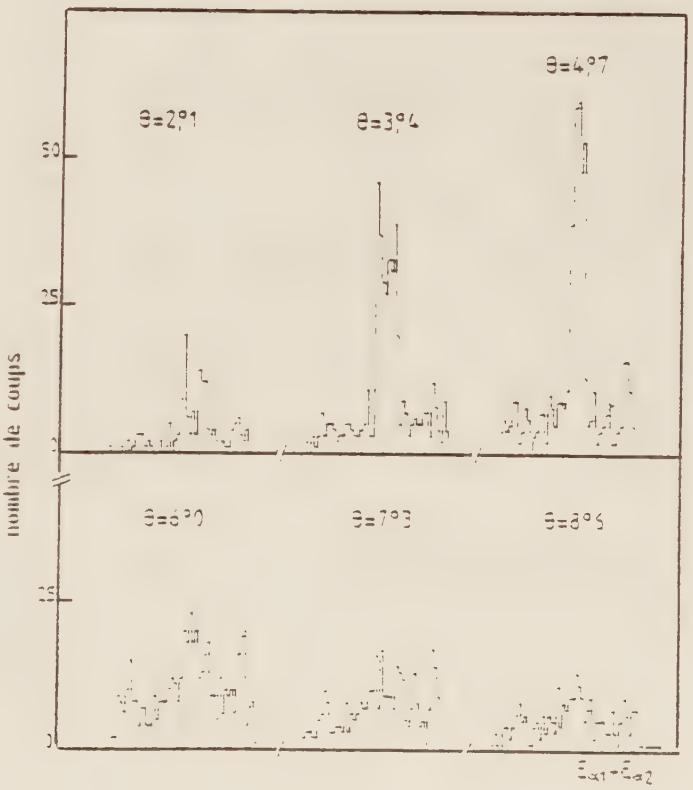


Fig. 15 : Spectres des particules α_1 et α_2 conditionnés par certains niveaux de ^{32}S.

Fig. 16 Spectres α_1 et α_2, conditionnés par le niveau 0^+ à 3.78 MeV pour différentes tranches d'angle d'émission des deux particules α. Les tranches sont jointives et de même largeur. La valeur θ portée sur la figure correspond au centre de chaque tranche.



I.5. Les mesures effectuées

Dand le tableau III sont récapitulées les mesures que nous avons faites avec les trois dispositifs expérimentaux décrits. Les cibles utilisées sont des cibles de carbone sur lesquelles était déposée une couche d'or pour la détermination des valeurs absolues.

a) La jonction à localisation à deux plages

Avec ce dispositif expérimental nous avons mesuré :

i) une fonction d'excitation à zéro degré de 60 à 80 MeV avec des pas de 2 MeV. L'ouverture angulaire de chaque plage du détecteur était $\Delta\theta = 5{,}33°$

ii) Une fonction de corrélation à 70 MeV de 0° à 20°. Nous avons choisi lors de cette expérience une ouverture angulaire, correspondant à chaque plage, relativement petite ($\Delta\theta \simeq 1{,}3°$) afin de réduire la contribution d'états ayant un sous état magnétique m différent de 0. (Appendice A).

iii) Une fonction d'excitation de 70 à 71 MeV avec des pas de 0,1 MeV. Lors de cette expérience nous avons utilisé des cibles minces afin que la dispersion en énergie introduite par la cible ($\Delta E < 200$ KeV) soit de même ordre de grandeur que le pas.

b) Le Q3D et le détecteur annulaire à plages

Nous avons mesuré des corrélations angulaires à 70 et 70.5 MeV, dans la géométrie indiquée dans le Tableau II.

c) Le télescope à zéro degré et la jonction à localisation

Avec ce dispositif nous avons mesuré :

i) à 70 MeV la corrélation angulaire des deux particules α de 3,5 à 32 degrés (lab)

ii) la section efficace de la réaction inverse $^{28}Si(^{12}C,\alpha\alpha)^{32}S$ à la même énergie dans le système du centre de masse : $E(^{12}C)_{lab} = 30$ MeV.

iii) une fonction d'excitation de 47 à 90 MeV avec des pas de 1 MeV.

I.6. La normalisation des mesures

La section efficace de réaction différentielle d'ordre 2 s'écrit :

Tableau III

Dispositif expérimental	Faisceau	Cible	Epaisseur de la cible en $\mu g/cm^2$	Energie initiale en MeV	Energie finale en MeV	Pas en énergie en MeV	$\Delta\theta$ Tige	Ouverture angulaire
a	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	50 + 10	60	80	2	± 1.5°	± 5,33°
	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	50 + 10	70				± 1,3°
	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	10 + 1	70	71	0.1		± 1,8°
b	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	10 + 1	70	70.5			Le Q3D était à 0° tandis que la JAL couvrait un domaine angulaire de 3 à 15°
	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	50 + 1	70				
c	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	50 + 10	70				
	^{12}C	$^{28}Si + ^{12}C$	117 + 30	30				
	^{28}Si	$^{12}C + ^{197}Au$	50 + 10	47	90	1		

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}\right)_{lab} = \frac{N_{coin}}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 N_i N_c}$$

où N_{coin} et N_i sont respectivement le nombre des particules détectées en coïncidence et le nombre des particules incidentes (^{28}Si), N_c est le nombre des noyaux cibles (^{12}C) par cm^2 et $\Delta\Omega_1$, $\Delta\Omega_2$ les angles solides des deux détecteurs en coïncidence. Par ailleurs la section efficace de diffusion élastique de ^{28}Si sur ^{12}C mesurée avec la monitrice est donnée par l'expression

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\substack{lab. \\ moni}} = \frac{N_d}{\Delta\Omega N_i N_c}$$

où N_d et $\Delta\Omega$ sont respectivement le nombre des particules ^{28}Si détectées et l'angle solide de la monitrice.

En rapprochant les deux relations nous obtenons :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}\right)_{lab} = \frac{N_{coin}}{N_d} \times \underbrace{\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_1}\right) \times \left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_2}\right) \times \frac{1}{\Delta\Omega}}_{(a)} \times \underbrace{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\substack{lab \\ moni}}}_{(b)}$$

La structure de cette formule implique que, pour calculer la section efficace différentielle d'ordre 2, il faut évaluer d'une part le terme (a) qui décrit la géométrie du dispositif expérimental et d'autre part le terme (b) section efficace mesurée par la monitrice.

Détermination de (a)

Nous avons évalué ce terme en calculant l'angle solide de la monitrice $\Delta\Omega$ d'une part et en mesurant les rapports $(\Delta\Omega/\Delta\Omega_1)$ et $(\Delta\Omega/\Delta\Omega_2)$.

Ceci a été fait avec une source de thorium mise à la place de la cible.

Détermination de (b)

La connaissance de la section efficace différentielle de la diffusion élastiqu nécessite la connaissance de N_i, N_c et $\Delta\Omega$. Nous nous sommes affranchis de N_i et $\Delta\Omega$ en mesurant simultanément, avec la monitrice, la diffusion élastique de ^{28}Si sur Au et sur ^{12}C. La section efficace différentielle sur ^{12}C est alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\,(^{12}C) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\,(Au) \times \frac{N_d(^{12}C)}{N_d(Au)}\;\frac{N_c(Au)}{N_c(^{12}C)}$$

Le rapport $N_c(Au)/N_c(^{12}C)$ a été mesuré à une énergie suffisamment basse pour que les deux sections efficaces soient purement coulombiennes. Pour toutes les énergies auxquelles nous avons travaillé la section efficace différentielle de diffusion élastique sur l'or est donnée par la formule de Rutherford et cette méthode nous permet d'extraire $d\sigma/d\Omega(^{12}C)$ en valeur absolue. La mesure de cette quantité nécessite certaines précautions puisque la cible de ^{12}C s'épaissit avec le temps par l'apport de carbone par le faisceau.

L'installation d'un piège froid dans la chambre de réaction a permis de minimiser cet apport mais ne l'a pas supprimé totalement. Nous avons donc effectué une fonction d'excitation rapide du rapport $N_d(^{12}C)/N_d(Au)$ en vérifiant par des recoupements qu'il n'y avait pas d'apport de carbone. La fonction d'excitation obtenue (fig. 17) a servi pour normaliser les mesures longues.

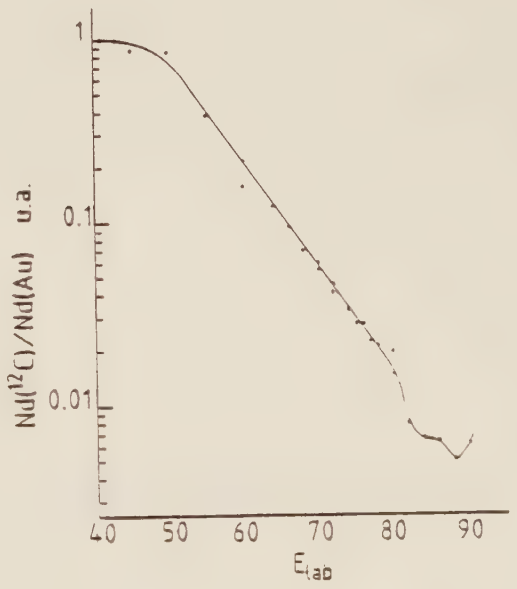


Fig. 17 : Fonction d'excitation "rapide" du rapport des diffusions élastiques de ^{28}Si sur ^{12}C et ^{197}Au mesurées avec les monitrices.

L'erreur sur les valeurs absolues des sections efficaces peut être évaluée à 50 %, elle est due essentiellement à l'erreur sur les rapports $\Delta\Omega/\Delta\Omega_1$ et $\Delta\Omega/\Delta\Omega_2$.

Chapitre II

PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre nous allons présenter qualitativement les premiers résultats expérimentaux obtenus lors de ces expériences.

II.1. Les structures observées dans les spectres projetés

Avec le dispositif expérimental constitué d'une jonction à localisation à deux plages à zéro degré, nous avons mesuré la fonction d'excitation des réactions $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ et $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ de 60 à 80 MeV avec des pas de 2 MeV.

Les spectres projetés qu'on obtient lorsqu'on conditionne par différents niveaux finals de ^{32}S reflètent le passage intermédiaire par le noyau ^{36}Ar. Ceci est illustré par le diagramme des énergies de formation du noyau composé ^{40}Ca et de sa désexcitation par émission de deux particules α (fig. 18).

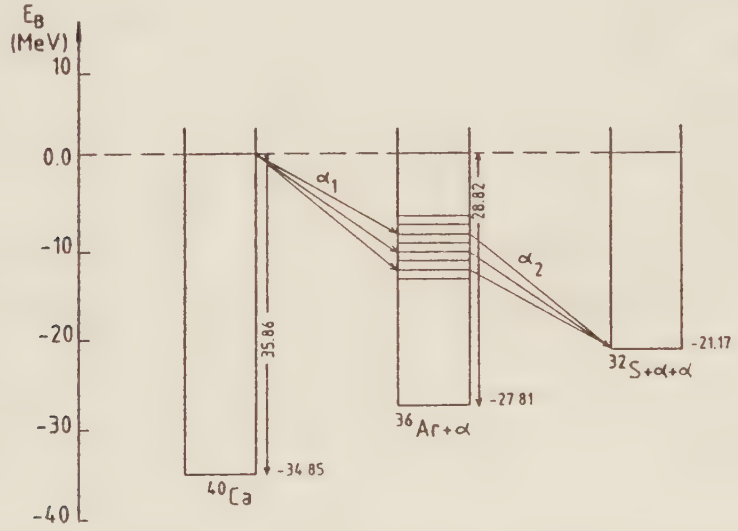


Fig. 18 : Représentation selon Fowler et Lauritsen [Fo-52] de la désexcitation du noyau composé ^{40}Ca par émission de deux particules α. Le calcul a été fait pour une énergie incidente $E_{lab}(^{28}Si) = 75$ MeV.

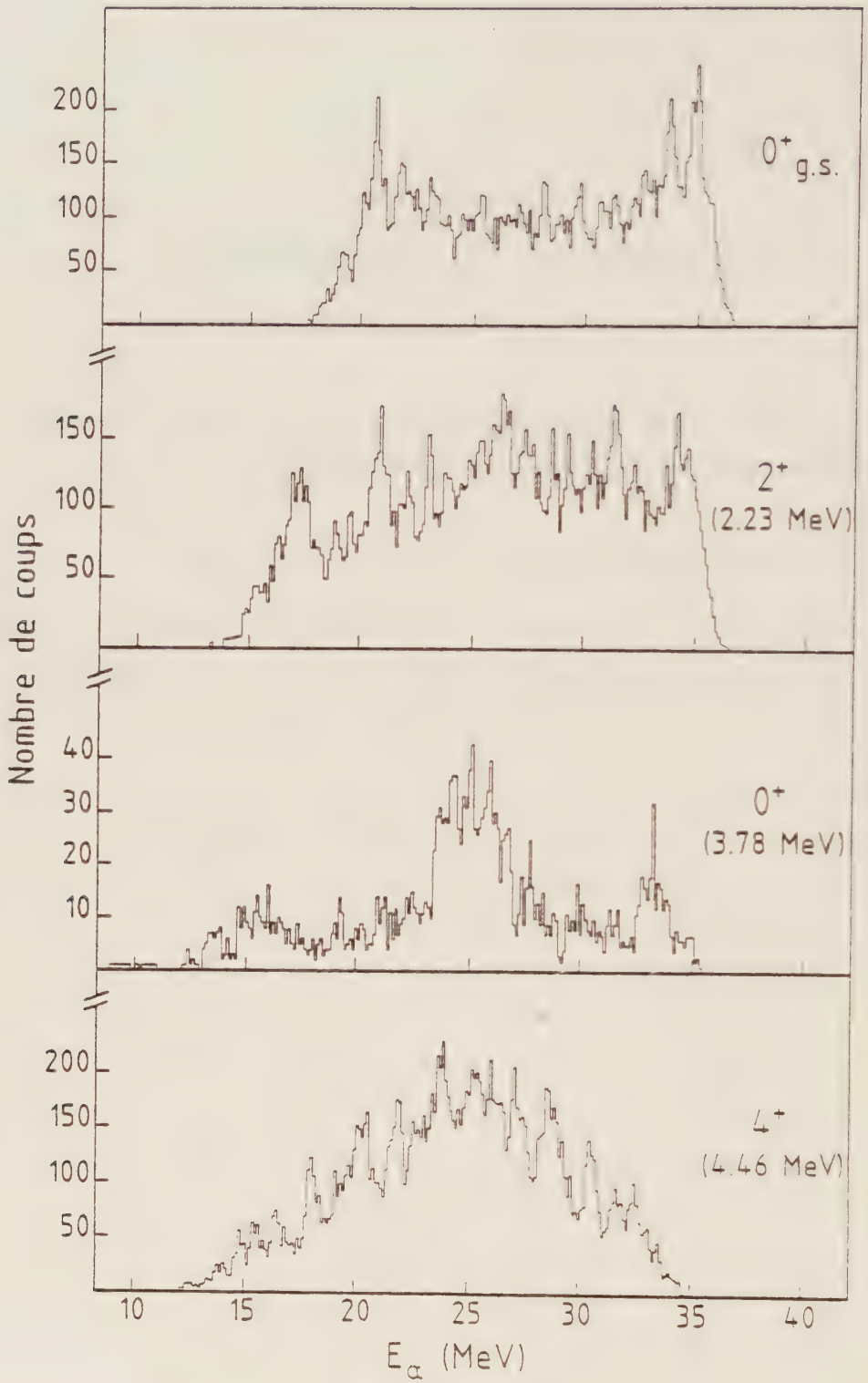


Fig. 19 : Spectres projetés correspondant à différents niveaux de ^{32}S

Sur la figure 19 nous présentons les spectres obtenus à E_{lab} = 75 MeV. Le nombre relatif de particules α dues à la désexcitation du noyau composé ^{40}Ca et de celles dues à la désintégration de ^{8}Be dépend de la géométrie choisie. Celle de la jonction à localisation à deux plages favorise la détection de ^{8}Be. Les deux contributions apparaissent ainsi sur les spectres de la fig. 19. En effet le large pic observé au milieu du spectre 0^+ (3.78 MeV) correspond au ^{8}Be. Une comparaison des spectres 0^+(g.s.) et 0^+(3.78 MeV) montre que le niveau fondamental de ^{32}S n'est pas peuplé par la réaction de transfert $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$, (pas de ^{8}Be sur le spectre) tandis que le 0^+ (3.78 MeV) est fortement peuplé par cette réaction. Il est possible que le peuplement préférentiel des niveaux de ^{32}S de plus de 5 MeV d'excitation par la réaction de transfert $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ reflète simplement la classique adaptation des trajectoires. Il serait cependant intéressant d'examiner aussi la possibilité d'effets de structure, en ce qui concerne le niveau 0^+(3.78 MeV).

Tous les spectres sont fortement structurés, ces structures doivent être propres à la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$. Compte tenu de la cinématique de la désexcitation de ^{8}Be (Chap. I, p.16) les particules α émises forment un pic de 3,5 MeV de largeur.

Comme on détecte indistinctement α_1 et α_2 les spectres sont symétriques et il y a ambiguité dans l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire ^{36}Ar. En calculant l'énergie d'excitation dans ^{36}Ar à partir de l'une ou de l'autre des deux hypothèses, détection de $\alpha_1[E^*_{Ar}(\alpha_1)]$ ou détection de $\alpha_2[E^*_{Ar}(\alpha_2)]$, on constate que les structures observées sont situées à des énergies d'excitation comprises entre 13 et 25 MeV.

Essais d'identifier les transitions α_1 et α_2 par la différence de leur comportement cinématique.

a) Nous avons essayé d'utiliser la différence de comportement cinématique des particules α des deux transitions en fonction de l'énergie incidente. En effet une variation de l'énergie du faisceau incident produit, à zéro degré, une variation de l'énergie des particules α_1 plus importante que celle des particules α_2(fig. 20). Cette propriété pourrait permettre d'identifier α_1 ou α_2 de deux façons :

i) On devrait pouvoir distinguer les pics α_1 et α_2 par la différence de leurs largeurs expérimentales si on utilise des cibles suffisamment épaisses pour que la perte d'énergie des particules incidentes soit supérieure à la largeur intrinsèque des structures.

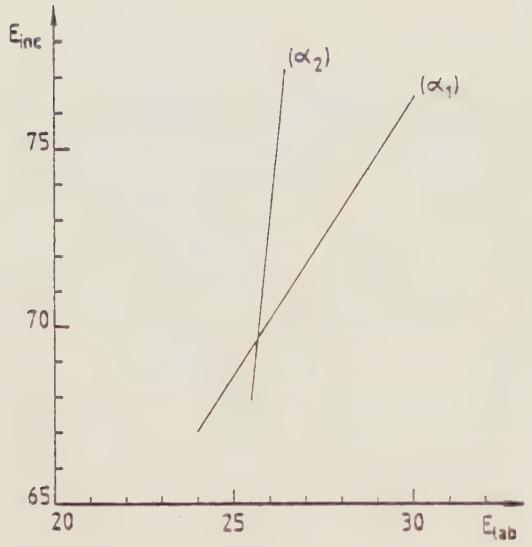


Fig. 20 : Variation de l'énergie des particules α_1 et α_2 en fonction de l'énergie incidente, pour une énergie d'excitation de 18 MeV dans ^{36}Ar

ii) En utilisant une cible mince et en faisant varier l'énergie du faisceau incident, de 500 keV par exemple, on devrait pouvoir observer une différence dans le déplacement des pics du spectre. En effet, compte tenu de notre dynamique expérimentale (50 KeV/canal), une telle variation devrait déplacer de six canaux les pics correspondants aux transitions α_1 tandis que les pics qui correspondent aux transitions α_2 ne doivent pas se déplacer.

Ces tests (largeur ou déplacement de pics) sont rendus sévères par la nature symétrique des spectres. Ce que nous essayons de mettre en évidence ce sont des couples de pics : i) large-étroit, ii) déplacé-stationnaire.

Pour pouvoir faire ces comparaisons il fallait se libérer de la grande perte d'énergie dans la feuille de Ta arrêtant le faisceau direct à 0°. C'est pour cela que nous avons utilisé le détecteur annulaire à plages en coïncidence avec le spectromètre QDDD à zéro degré, ce qui nous a permis d'obtenir la meilleure résolution possible de 100 keV.

Malheureusement ces expériences ne nous ont pas permis d'obtenir une identification claire des transitions α_1 ou α_2. Il y a visiblement d'autres phénomènes qui masquent les effets de cinématique. Nous y reviendrons au Chapitre V.

b) Nous avons fait une autre tentative pour déterminer si ces structures correspondent à des niveaux discrets de ^{36}Ar en utilisant la cinématique *angulaire* de la réaction. Un télescope était placé à zéro degré et une jonction à localisation couvrait le domaine angulaire de 3,5 à 32 degrés.

Si la particule α_1 est détectée à zéro degré dans le télescope, son énergie

ne dépendra pas de α_2, sur une matrice $\theta_{lab}(JAL) \times E_{Tel}(0°)$ un niveau de ^{36}Ar se manifestera donc par une droite parallèle à l'axe des angles (fig. 21). Par contre si c'est α_2 qui est détecté dans le télescope, son énergie dépendra de l'angle d'émission de α_1. En effet plus α_1 est diffusé à des angles arrière plus l'énergie de recul de ^{36}Ar augmente et plus l'énergie de α_2 augmente. On obtiendra donc une variation croissante de E_{tel} en fonction de θ_{JAL} (fig. 21).

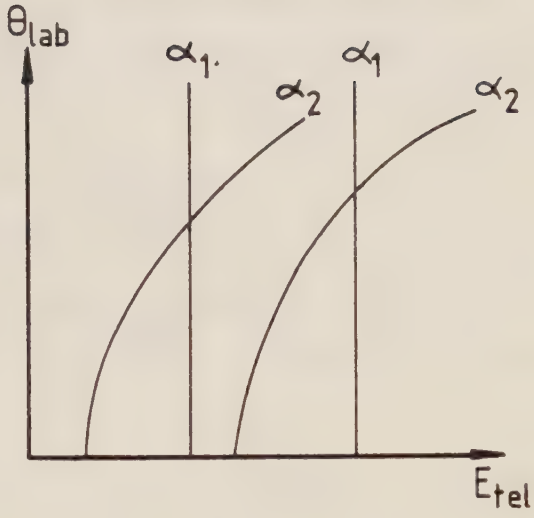


Fig. 21 : Comportement cinématique des particules α_1 et α_2.

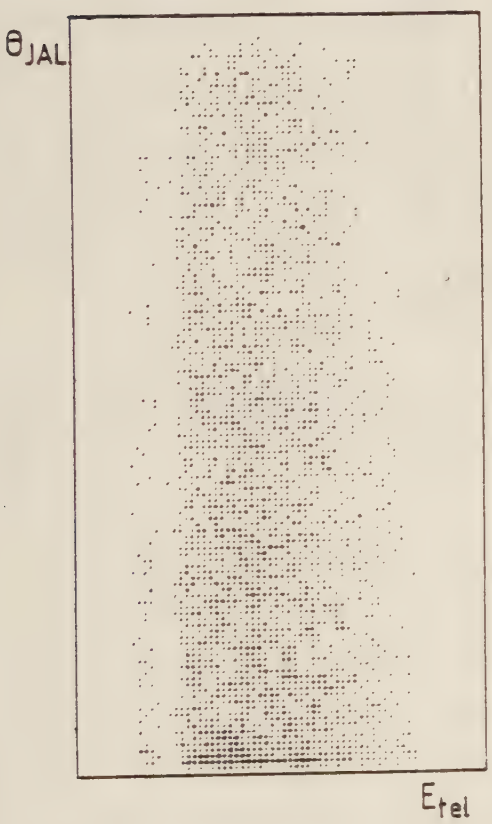


Fig. 22 : Matrice $\theta_{JAL} \otimes E_{tel}$.

Sur la figure 22 nous présentons une matrice obtenue lors de cette expérience pour les transitions qui conduisent à l'état fondamental de ^{32}S. L'axe des abcisses représente l'énergie des particules détectées dans le télescope et l'axe des ordonnées l'angle de la deuxième particule détectée en coïncidence dans la jonction à localisation.

Nous pouvons constater que nous ne sommes pas capables de suivre la formation d'un niveau de ^{36}Ar en fonction de l'angle d'émission d'une des particules α.

Nous avons comparé (fig. 23) l'intensité relative de peuplement des différents niveaux finals de ^{32}S avec les prédictions du modèle statistique.

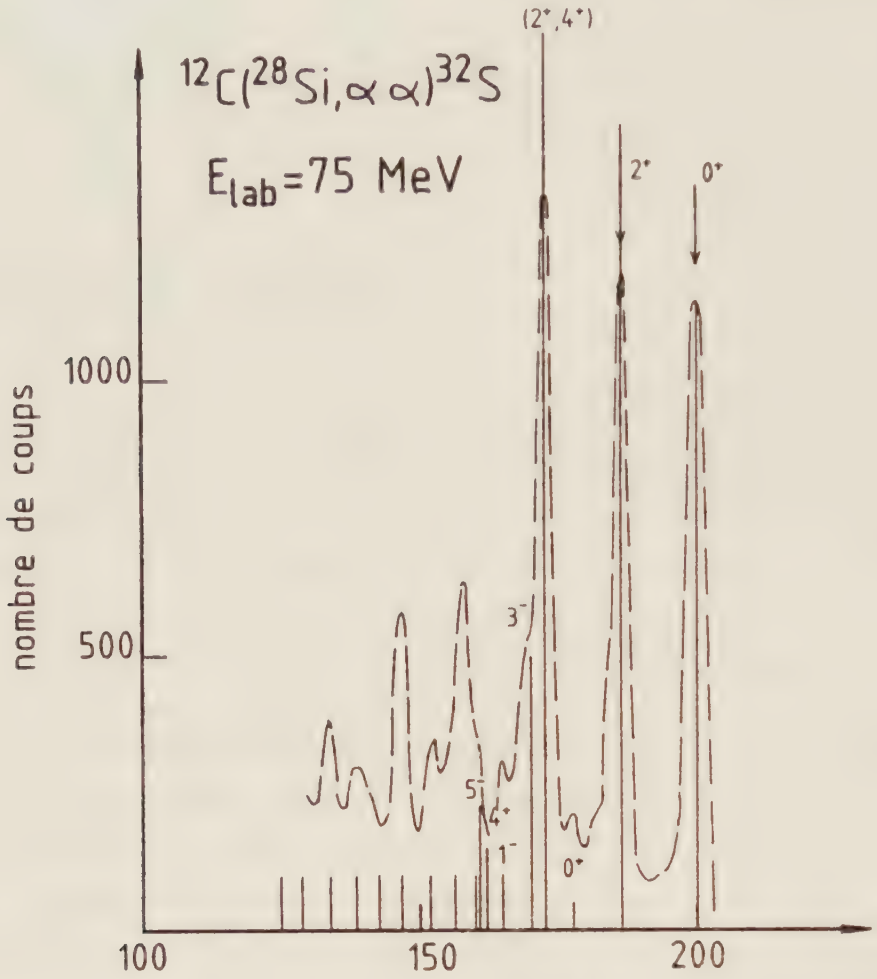


Fig. 23 : Comparaison de l'intensité relative de peuplement des différents niveaux finals de ^{32}S observés lors de la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ et des prédictions du modèle statistique.

Pour ce calcul nous avons utilisé le code CASCADE [Pü-77] avec les paramètres de S. Gary [Ga-81]. Nous pouvons constater le bon accord entre l'expérience et les prédictions de ce modèle pour les deux premiers niveaux et le groupe 2^+, 4^+, 3^- ; ce qui correspond bien au fait que ces niveaux sont peuplés par la réaction séquentielle. On voit que le niveau 0^+(3.78 MeV), que la résolution nous a permis de séparer dans cette expérience, est excité plus fortement et que, au delà de 6 MeV d'excitation, le spectre expérimental n'est pas reproduit par le modèle statistique ce qui est en accord avec l'observation de ^8Be dans cette région.

II.2. Les fonctions d'excitation $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ et $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$

Nous avons mesuré la fonction d'excitation des réactions $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ et $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ avec le dispositif expérimental constitué d'un télescope à zéro degré en coïncidence avec une jonction à localisation.

Ces mesures ont été faites de 47 à 90 MeV avec des pas en énergie de 1 MeV, soit 300 keV dans le système du centre de masse. La jonction à localisation couvrait un domaine angulaire de 3,5° à 32° et, en ce sens, les fonctions d'excitation sont celles de spectres partiellement intégrés.

Nous avons séparé les contributions α-α et ^{8}Be en utilisant le fait que les particules α émises par ^{8}Be ont des énergies voisines (Chap. I. p. 16).

Nous avons donc mesuré le nombre total de particules α détectées, correspondant à l'ensemble des deux réactions, nous avons également tracé les spectres α conditionnés par la valeur appropriée de $E_{\alpha_1} - E_{\alpha_2}$ sur lesquels ^{8}Be ressortait mieux, permettant une décomposition manuelle avec une précision de 10 à 15 % sur la surface correspondant à ^{8}Be. Le résultat est montré sur la fig. 24.

Notons que, lors de cette expérience, nous n'avons pas pu séparer les niveaux 0^+(3.78 MeV) 4^+, 2^+ (4,46 MeV) et 3^- (5 MeV). Ceci explique que le premier pic important de ^{32}S correspondant à une forte excitation par la réaction $(^{28}Si,^{8}Be)$ soit situé à 4,65 MeV.

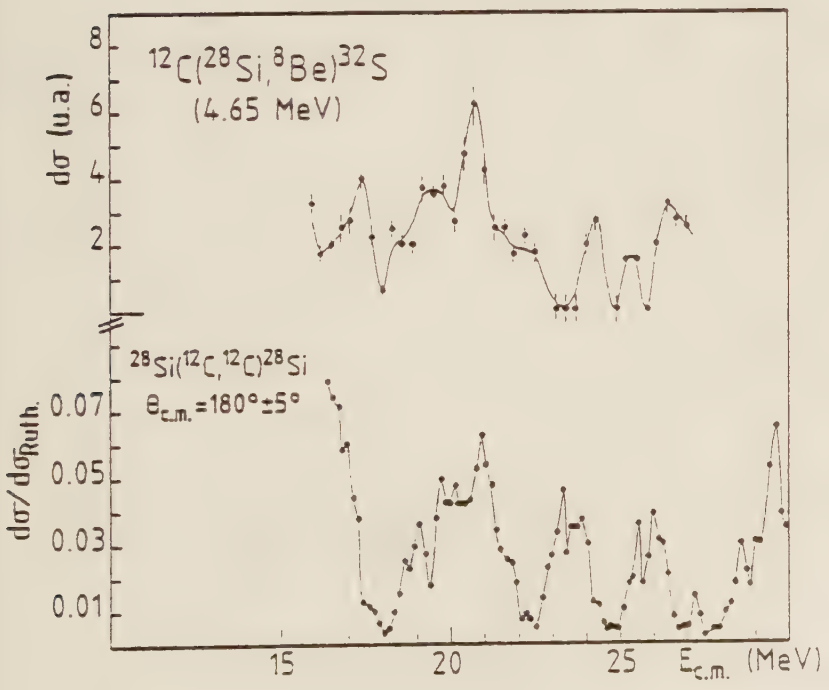


Fig. 24 : Fonction d'excitation de la réaction $^{12}C(^{28}Si,^{8}Be)^{32}S$ (E_{exc}= 4,65 MeV) et, pour comparaison, fonction d'excitation de la diffusion élastique de la ref. [Ba-78].

On constate une forte corrélation des structures qui se situent à E_{cm}=21 MeV dans les deux fonctions d'excitation. Ces structures ne semblent pas corrélées avec les structures de la fonction d'excitation $^{28}Si(^{12}C,^{12}C)^{28}Si$ (2^+).

Sur la figure 25 nous avons porté les fonctions d'excitation de la désexcitation séquentielle $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ pour différents niveaux finals de ^{32}S.

Elles ont l'allure générale prévue par le modèle statistique avec, peut-être, une légère manifestation des effets observés dans la voie d'entrée.

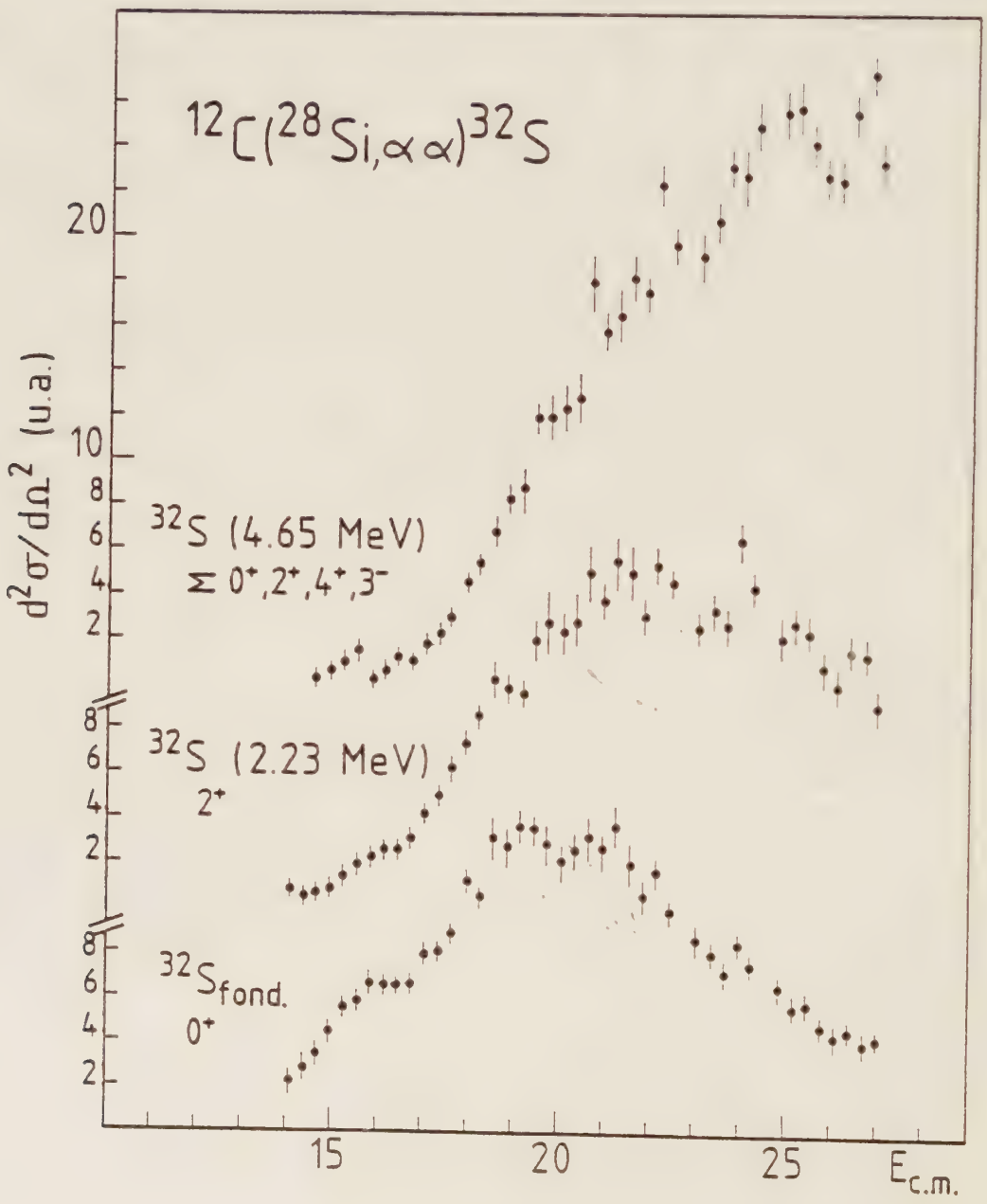


Fig. 25 : Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$.

Le comportement monotone des fonctions d'excitation $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ et le bon accord entre l'intensité relative de peuplement des états finals de ^{32}S et les prédictions du modèle statistique nous ont incités à faire des comparaisons plus poussées des données avec les prédictions de ce modèle et pour cela à mesurer des corrélations angulaires.

Ceci a nécessité également un effort de programmation qui sera décrit dans le chapitre suivant pour calculer les sections efficaces d'ordre deux $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}$, trois $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}$, ou quatre $\frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_1 dE_1 dE_2}$ correspondant à nos données, puisque le programme que nous possédons (CASCADE) ne calcule que les sections efficaces intégrées dans tout l'espace angulaire.

Pour étudier les structures étroites observées dans les spectres E_{α_1,α_2} (fig. 19) nous avons mesuré des fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ avec des pas fins $\Delta E_{lab} = 100$ keV.

Chapitre III

THEORIE DES CORRELATIONS ANGULAIRES ET LES PROGRAMMES UTILISES

La méthode des corrélations angulaires a été utilisée depuis longtemps afin de déterminer le spin et la parité des niveaux discrets de nombreux noyaux. Dans la région de haute énergie d'excitation d'un noyau où les niveaux se recouvrent on peut aussi observer des états de spin bien déterminé s'ils obéissent à des règles de sélection particulières. Cette méthode a permis de mesurer pour des noyaux comme ^{20}Ne le spin et la parité de tels états jusqu'à des énergies d'excitation de l'ordre de 24 MeV [Sc-71] [Sz-79].

Cependant cette méthode n'a pas été utilisée lorsque la réaction procède par formation d'un noyau composé à l'étape intermédiaire. Son application pour des géométries particulières peut fournir des informations sur les moments angulaires moyens de la voie d'entrée et des voies de sortie. Nous avons transcrit le formalisme des corrélations angulaires pour le cas de la désexcitation séquentielle d'un noyau composé. Nous avons fait ensuite l'effort de programmation nécessaire, en partant du code d'évaporation CASCADE [Pü-77] et en insistant sur les expressions simplifiées correspondant à des géométries particulières qui nous permettront des comparaisons avec l'expérience.

III.1. Théorie des réactions séquentielles avec formation d'un noyau composé à l'étape intermédiaire.

Dans ce qui suit nous suivrons de très près le formalisme développé par da Silveira [Si-77].

Nous considérons une réaction dans laquelle le projectile et la cible sont des particules de spin nul.

Cette réaction est schématisée sur la fig. 26.

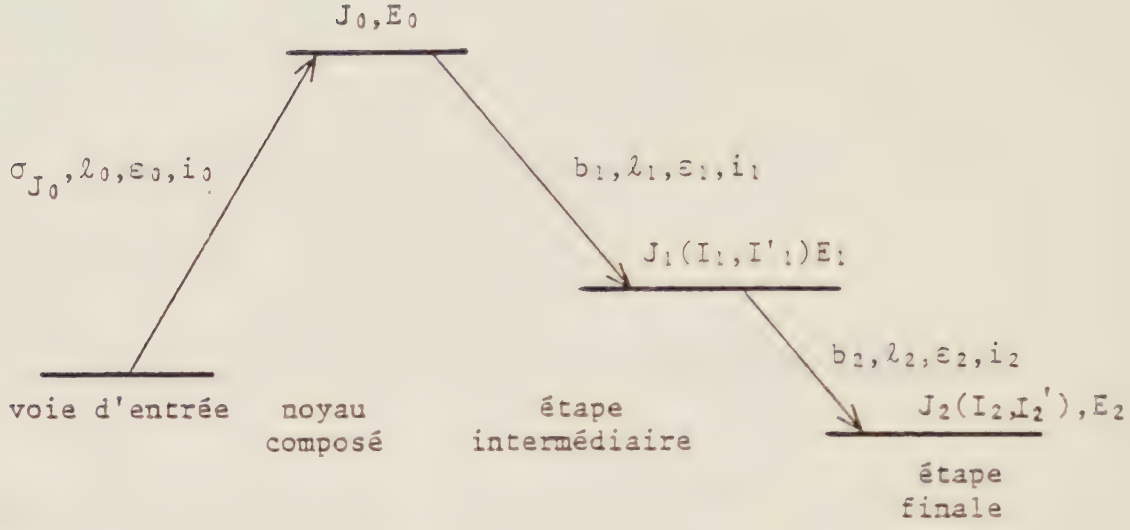


Fig. 26

Pour chaque étape, J est le moment angulaire total, l le moment angulaire relatif, ε l'énergie cinétique de la particule i capturée ou émise, E l'énergie d'excitation du noyau formé et b le rapport d'embranchement qui sera calculé dans le cadre du modèle statistique. σ_{J_0} est la section efficace de formation du noyau composé. I_1, I_1', I_2, I_2' sont respectivement les spins du noyau résiduel et de l'éjectile de l'étape intermédiaire et de l'étape finale. L'axe de quantification est choisi parallèle à la direction du faisceau. Les projections des spins I_1, I_1', I_2, I_2' sur cet axe sont m_{I_1}, $m_{I_1'}$, m_{I_2} et $m_{I_2'}$.

III.1.1. La section efficace dans le cas général.

La section efficace différentielle d'ordre quatre d'un processus séquentiel est donnée par l'expression :

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \pi\lambda^2 \sum_{m_{I_1'} m_{I_2'} m_{I_2}} |T(\Omega_1\Omega_2)|^2 \qquad (1)$$

si on ne sépare pas les sous états magnétiques des particules sortantes.

L'opérateur de transition $T(\Omega_1\Omega_2)$ dépend des deux angles d'émission Ω_1 et Ω_2 des deux particules i_1 et i_2. L'hypothèse d'un processus séquentiel avec formation d'un état intermédiaire $|I_1 m_{I_1}>$ entraîne que :

$$T(\Omega_1\Omega_2) = T(\Omega_1)\, T(\Omega_2)\,. \qquad (2)$$

Ainsi la probabilité que ce processus ait lieu s'écrit :

$$\left|\langle 0000\right| T(\Omega_1\Omega_2) \left|I_2 I_2' I_1' m_{I_2} m_{I_2'} m_{I_1'}\rangle\right|^2 = \left|\sum_{m_{I_1}} \langle 0000| T(\Omega_1) |I_1 I_1' m_{I_1} m_{I_1'}\rangle \right.$$

$$\left. \langle I_1 m_1 | T(\Omega_2) | I_2 I_2' m_{I_2} m_{I_2'}\rangle \right|^2 \qquad (3)$$

en insérant entre $T(\Omega_1)$ et $T(\Omega_2)$ l'expression $\sum_{m_{I_1}} |I_1 m_{I_1}\rangle\langle I_1 m_{I_1}| = 1$ (relation de fermeture).

Compte tenu de la relation (3) l'expression (1) de la section efficace différentielle d'ordre quatre s'écrit

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \pi\lambda^2 \sum_{m_{I_1'} m_{I_2'} m_{I_2}} \left| \sum_{m_{I_1}} T_{m_{I_1'} m_{I_1}}(\Omega_1) \; T^{m_{I_1}}_{m_{I_2'} m_{I_2}}(\Omega_2) \right|^2 . \qquad (4)$$

Cette expression peut se généraliser pour des réactions à n étapes intermédiaires. Dans ce cas la probalilité que ce processus ait lieu sera donnée par l'expression.

$$\left| \sum_{m_1} T_{m_1, m_1}(\Omega_1) \sum_{m_{I_2'}} T^{m_I}_{m_{I_2'} m_{I_2}}(\Omega_2) \sum_{m_{I_3}} T^{m_{I_2}}_{m_{I_3} m_{I_3}}(\Omega_3) \ldots \right|^2 . \qquad (5)$$

Notons que la sommation cohérente sur la projection du spin m_I du noyau résiduel de chaque étape intermédiaire interdit de traiter ce genre de processus comme un produit de probabilités indépendantes.

Afin d'obtenir une expression analytique de la section efficace différentielle d'ordre deux il faut exprimer les éléments des matrices $T(\Omega_1)$ et $T(\Omega_2)$ dans une base appropriée.

Calcul de $T_{m_{I_1'} m_{I_1}}(\Omega_1)$ et $T^{m_I}_{m_{I_2'} m_{I_2}}(\Omega_2)$

Les calculs se simplifient si on choisit la représentation du spin de la voie. Pour ceci on considère une nouvelle base $J\, m_J$ formée par le couplage de I et de I'.

Compte tenu de la relation

$$\langle I\, I' m_I m_{I'} | = \sum_{J m_J} \langle I\, I' m_I m_{I'} | Jm_J\rangle\langle Jm_J|$$

on obtient

$$T_{m_{I_1'} m_{I_1}}(\Omega_1) = \sum_{J_1 m_{J_1}} \langle I_1 I_1' \; m_I \; m_{I'} | J_1 m_{J_1} \rangle \; T_{J_1 m_{J_1}}(\Omega_1)$$

où $T_{J_1 m_{J_1}}(\Omega_1)$ est fourni par un développement en ondes partielles [B1-52]. C'est ici que l'on voit l'originalité de notre calcul : l'état intermédiaire E_1 n'intervient pas seulement par un spin et une parité mais avec toute la complexité d'un état statistique.

L'expression précédente s'écrit alors :

$$T_{m_{I_1'} m_{I_1}}(\Omega_1) = \sum_{J_0 \ell_1 J_1 m_{\ell_1}} (2J_0+1)^{1/2} \langle I_1 I_1' m_{I_1} m_{I_1'} | J_1 - m_{\ell_1} \rangle$$

$$\langle \ell_1 J_1 m_{\ell_1} - m_{\ell_1} | J_0 0 \rangle \; S_{\alpha_1 J_1 \ell_1, \alpha_0 J_0} \; Y_{\ell_1}^{m_{\ell_1}}(\Omega_1) \qquad (6)$$

dans laquelle nous avons tenu compte du fait que $\ell_0 = J_0$ et que $m_{\ell_1} = -m_{J_1}$. Comme par hypothèse les particules de la voie d'entrée ont un spin nul et que l'axe de quantification est dans la direction du faisceau, $m_{J_0} = 0$.

$S_{\alpha_1 J_1 \ell_1, \alpha_0 J_0}$ sont les éléments de la matrice S de la première étape.
On peut définir d'une façon similaire les éléments de matrice $T(\Omega_2)$.

$$T_{m_{I_2'} m_{I_2}}^{m_{I_1}}(\Omega_2) = \sum_{\substack{J_2 \ell_2 \\ m_{J_2} m_{\ell_2}}} \langle I_2 I_2' m_{I_2} m_{I_2'} | J_2 m_{J_2} \rangle \times \langle J_2 \ell_2 m_{J_2} m_{\ell_2} | I \; m_I \rangle \; S_{\alpha_2 J_2 \ell_2}^{I_1} \; Y_{\ell_2}^{m_{\ell_2}}(\Omega_2) \qquad (7)$$

La sommation sur tous les sous-états magnétiques est nécessaire car le faisceau et la cible ne sont pas polarisés et les détecteurs sont insensibles à la polarisation des particules sortantes. Des expressions analogues à l'expression (7) sont obtenues quand on calcule les éléments de matrices

$$T_{m_{I_3'}, m_{I_3}}^{m_{I_2}}(\Omega_3)$$

qui interviennent dans le cas de réactions à plusieurs étapes intermédiaires.

En tenant compte des relations (6) et (7) la section efficace différentielle du quatrième ordre s'écrit :

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \pi\lambda^2 \sum_{m_{I_1'} m_{I_2} m_{I_2'}} \Big| \sum_{m_{I_1}} \sum_{J_0 J_1 \ell_1 m_{\ell_1}} \sum_{J_2 \ell_2 m_{J_2} m_{\ell_2}} (2J_0+1)^{1/2} S_{\alpha_1 J_1 \ell_1, \alpha_0 J_0}$$

$$S^{I_1}_{\alpha_2 J_2 \ell_2} \langle I_1 I_1' m_{I_1} m_{I_1'} | J_1 - m_{\ell_1} \rangle \langle \ell_1 J_1 m_{\ell_1} - m_{\ell_1} | J_0 0 \rangle \langle I_2 I_2' m_{I_2} m_{I_2} | J_2 m_{J_2} \rangle \tag{8}$$

$$\langle J_2 \ell_2 m_{J_2} m_{\ell_2} | I_1 m_{I_1} \rangle Y^{m_{\ell_1}}_{\ell_1}(\Omega_1) \; Y^{m_{\ell_2}}_{\ell_2}(\Omega_2) \Big|^2$$

Cette expression est très générale, elle est valable chaque fois qu'on a deux particules incidentes de spin nul et trois particules émergentes avec formation d'un état intermédiaire bien défini.

III.1.2. La section efficace dans le cadre du modèle statistique

Le calcul de l'expression (8) se simplifie considérablement dans le cadre du modèle statistique. Dans ce modèle une faible variation de l'énergie produit des variations rapides et aléatoires des phases des éléments de la matrice S. En conséquence le produit croisé de deux de ces éléments, moyenné sur l'énergie, sera nul, les termes d'interférence s'annulent en moyenne, mais peuvent se manifester par des fluctuations rapides autour de cette moyenne. La section efficace moyenne peut être simplifiée dans cette hypothèse du modèle statistique et devient :

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 \; \Omega_2} = \pi\lambda^2 \sum_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2} (2J_0+1) \Big| S_{\alpha_1 J_1 \ell_1, \alpha_0 J_0} \Big|^2 . \tag{9}$$

$$\times \Big| S^{I_1}_{\alpha_2 J_2 \ell_2} \Big|^2 W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2}(\Omega_1, \Omega_2)$$

où $W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2}(\Omega_1 \Omega_2)$ contient la géométrie du processus et est donné par l'expression

$$W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2}(\Omega_1 \Omega_2) = \sum_{m_{I_1'} m_{I_2'} m_{I_2}} \Big| \sum_{m_{I_1} m_{\ell_1} m_{J_2} m_{\ell_2}} \langle I_1 I_1' m_{I_1} m_{I_1'} | J_1 - m_{\ell_1} \rangle \tag{10}$$

$$\langle \ell_1 J_1 m_{\ell_1} - m_{\ell_1} | J_0 0 \rangle \langle I_2 I_2' m_{I_2} m_{I_2'} | J_2 m_{J_2} \rangle \langle J_2 \ell_2 m_{J_2} m_{\ell_2} | I_1 m_{I_1} \rangle Y^{m_{\ell_1}}_{\ell_1}(\Omega_1) \; Y^{m_{\ell_2}}_{\ell_2}(\Omega_2) \Big|^2$$

avec la condition de normalisation

$$\int W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2} (\Omega_1 \Omega_2) \, d\Omega_1 d\Omega_2 = 1 \qquad (11)$$

Les termes $|S_{\alpha_1 J_1 \ell_1, \alpha_0 J_0}|^2$ et $|S^{I_1}_{\alpha_2 J_2 \ell_2}|^2$ de (9) sont directement liés aux rapports d'embranchement $b^{i_1}(J_0, E_0, \ell_1, J_1, E_1)$ et $b_2^{i_2}(J_1, E_1, \ell_2, J_2, E_2)$ lors de la désexcitation du noyau composé et du noyau intermédiaire, par les relations :

$$\pi \lambda^2 (2J_0+1) \, |S_{\alpha_1 J_1 \ell_1, \alpha_0 J_0}|^2 = \sigma_{J_0}(E_0) \, b_1^{i_1}(J_0, E_0, \ell_1, J_1, E_1)$$

$$|S^{I_2}_{\alpha_2 J_2 \ell_2}|^2 = b_2^{i_2}(J_1, E_1, \ell_2, J_2, E_2)$$

où $\sigma_{J_0}(E_0)$ est la section efficace partielle de formation du noyau composé avec un moment angulaire J_0.

Lorsque l'état résiduel n'est pas un niveau isolé connu on introduit la densité de niveau dans le calcul des rapports d'embranchement,

$$b_j^i(J_j, E_j, \ell_{j+1}, J_{j+1}, E_{j+1}) = \frac{\rho(j, i, E_{j+1}, J_{j+1}) \cdot T_{\ell_{j+1}}(i, \varepsilon_i)}{R_j(E_j, J_j)} \qquad (12)$$

où $T_{\ell_{j+1}}(i, \varepsilon_i)$ est le coefficient de transmission obtenu par le modèle optique pour une particule i d'énergie cinétique ε_i et de moment angulaire ℓ_{j+1}. $\rho(j, i, E_{j+1}, J_{j+1})$ est la densité de niveaux du noyau résiduel j d'énergie d'excitation E et de spin J. La probabilité totale d'émission est :

$$R_j(E_j, J_j) = \sum_{i = n,p,\alpha,\gamma} \left\{ \sum_{J_{j+1}, \ell_{j+1}} \int d\varepsilon_i \, \rho(j, i, E_{j+1}, J_{j+1}) T_{\ell_{j+1}}(i, \varepsilon_i) \right\} \qquad (13)$$

En introduisant les expressions (12) et (13) dans la formule (9) on obtient, dans le cadre du modèle statistique, la section efficace différentielle d'ordre quatre de désintégration séquentielle avec formation d'un noyau composé à l'étape intermédiaire

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \sum_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2} \sigma_{J_0}(E_0) b_1^{i_1}(J_0, E_0, \ell_1, J_1, E_1) \, b_2^{i_2}(J_1, E_1, \ell_2, J_2, E_2) W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2}(\Omega_1 \Omega_2) \qquad (14)$$

Tenant compte de la condition de normalisation (11) de la fonction de corrélation, la section efficace intégrée dans l'espace angulaire est :

$$\frac{d^2\sigma_{i_1 i_2}}{dE_1 dE_2}(E_0 J_0 \ell_1 E_1 J_1 \ell_2 E_2 J_2) = \sum_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2 J_2} \sigma_{J_0}(E_0) b_1^{i_1}(J_0, E_0, \ell_1, J_1, E_1) b_2^{i_2}(J_1, E_1, \ell_2, J_2, E_2) \tag{15}$$

L'expression de la section efficace différentielle d'ordre quatre (14) peut se simplifier si les particules détectées ont un spin nul et si on choisit des conditions particulières pour Ω_1 et Ω_2.

III.1.3. Cas où les trois particules émergentes ont un spin nul.

Dans ce cas, $I_2 = I_2' = I_1' = J_2 = 0$ et en conséquence $m_{I_2} = m_{I_2'} = m_{I_1'} = m_{J_2} = 0$ et $\ell_2 = J_1$. L'expression de la fonction de corrélation (10) s'écrit donc :

$$W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2}(\Omega_1 \Omega_2) = \Big| \sum_{m_{I_1}} \sum_{m_{\ell_1} m_{J_2} m_{\ell_2}} \langle I_1 0\ m_{I_1} 0 | \ell_2 - m_{\ell_1} \rangle \langle \ell_1 \ell_2\ m_{\ell_1} - m_{\ell} | J_0 0 \rangle$$

$$\langle \ell_2 0\ m_{\ell_2} 0 | I_1 m_{I_1} \rangle\ Y_{\ell_1}^{m_{\ell_1}}(\Omega_1)\ Y_{\ell_2}^{m_{\ell}}(\Omega_2) \Big|^2$$

Cette expression se simplifie davantage compte tenu des propriétés des coefficients de Clebsh-Gordan qui entrainent $m_{\ell_2} = m_{I_1} = m_{\ell_1}$. On obtient :

$$W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2}(\Omega_1 \Omega_2) = \Big| \sum_{m_{\ell_1}} \langle \ell_1 \ell_2\ m_{\ell_1} - m_{\ell_1} | J_0 0 \rangle\ Y_{\ell_1}^{m_{\ell_1}}(\Omega_1)\ Y_{\ell_2}^{-m_{\ell_1}}(\Omega_2) \Big|^2 \tag{16}$$

Nous allons voir ce que devient cette formule pour certaines conditions particulières pour Ω_1 et Ω_2.

a) $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$

Puisque $\Omega_1 = \Omega_2$ le produit des deux harmoniques sphériques qui apparaît dans l'expression (16) peut être développé en fonction d'autres harmoniques sphériques suivant la relation

$$Y_{\ell_1}^{m_{\ell_1}}(\Omega)\, Y_{\ell_2}^{-m_{\ell_1}}(\Omega) = \sum_{L=|\ell_1-\ell_2|}^{\ell_1+\ell_2} \left[\frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)}{4\pi(2L+1)}\right]^{1/2} \langle \ell_1 \ell_2\, m_{\ell_1} - m_{\ell_1} | LO \rangle$$

$$\langle \ell_1 \ell_2 00 | LO \rangle \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}\, P_L(\Omega)$$

On peut remarquer que $\vec{J}_0 = \vec{\ell}_1 + \vec{J}_1 = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2 = \vec{L}$.

Ainsi, en tenant compte de ces relations et de la relation de fermeture, la fonction de corrélation s'écrit :

$$W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2}(\Omega\ \Omega) = \frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)}{(4\pi)^2} \left|\langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0 \rangle\right|^2 \cdot P^2_{J_0}(\Omega)$$

et la section efficace différentielle d'ordre quatre, dans le cas de cette géométrie, prend la forme :

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \sum_{J_0 \ell_1 \ell_2} \frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)}{(4\pi)^2} \frac{d^2\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2} \left|\langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0 \rangle\right|^2 P^2_{J_0}(\Omega) \qquad (17a)$$

On constate que le choix $\Omega_1 = \Omega_2$ réduit l'expression de la section efficace différentielle d'ordre deux à la même forme que celle de la section efficace différentielle d'une réaction binaire. Cette section efficace dépend du seul spin J_0 du noyau composé.

Ainsi l'étude expérimentale d'une réaction séquentielle, si elle est effectuée de telle façon que $\Omega_1 = \Omega_2$ dans le système du centre de masse, permet de déterminer le spin du noyau composé formé dans la voie d'entrée.

b) $\Omega_1 \neq 0 \quad \Omega_2 = 0$

Dans ce cas $m_{\ell_2} = m_{J_1} = 0$ et $Y^0_{\ell_2}(0) = \sqrt{\frac{2\ell_2+1}{4\pi}}$

La fonction de corrélation prend la forme

$$W_{J_0 \ell_1 J_1 \ell_2}(\Omega_1, 0) = \left| \langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0 \rangle \sqrt{\frac{2\ell_2+1}{4\pi}} \sqrt{\frac{2\ell_1+1}{4\pi}} P_{\ell_1}(\Omega_1) \right|^2$$

et la section efficace différentielle d'ordre quatre s'écrit :

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \sum_{J_0 \ell_1 \ell_2} \frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)}{(4\pi)^2} \frac{d^2\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2} \left| \langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0 \rangle \right|^2 P^2_{\ell_1}(\Omega_1) \qquad (17b)$$

c) $\Omega_1 = 0$ et $\Omega_2 \neq 0$.

D'une façon similaire, dans ce cas, $m_{\ell_1} = 0$ et nous obtenons :

$$\frac{d^4\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \sum_{J_0 \ell_1 \ell_2} \frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)}{(4\pi)^2} \frac{d^2\sigma_{i_1 i_2}(E_0 E_1 E_2)}{dE_1 dE_2} \left| \langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0 \rangle \right|^2 P^2_{\ell_2}(\Omega_2) \qquad (17c)$$

Les formules (17 b) et (17 c) montrent que la détermination des fonctions de corrélation de particules de spin nul conduisant à un noyau final de spin nul nous permet de mesurer directement le moment angulaire, soit de la première transition, soit de la deuxième, suivant qu'on réalise un dispositif expérimental tel que $\Omega_1 \neq 0$ *et* $\Omega_2 = 0$ *ou* $\Omega_1 = 0$ *et* $\Omega_2 \neq 0$.

III.2. Description des programmes utilisés

III.2.1. Le programme CASCADE

Le code CASCADE, écrit par Pülhofer [Pü-77] permet de calculer la section effi-

cace de formation des différents résidus d'évaporation lors de la désexcitation d'un noyau composé. Il permet aussi, en utilisant l'expression (15), de calculer la section efficace de formation des noyaux résiduels produits par l'émission séquentielle de deux particules.

Ces quantités dépendent essentiellement de la section efficace partielle σ_{J_0} correspondant à la voie d'entrée, des coefficients de transmission T_ℓ pour les voies de sortie et des densités de niveaux des noyaux résiduels (ici le noyau composé intermédiaire et le noyau final). Ce programme a été largement utilisé par S. Gary [Ga-81]. Pour cette raison nous n'allons pas nous étendre sur sa description mais rappeler brièvement les expressions mathématiques utilisées afin de clarifier la suite de cet exposé.

a) La section efficace de la voie d'entrée

La section efficace partielle $\sigma_{J_0}(E_0)$ de la voie d'entrée est approchée par l'expression

$$\sigma_{J_0}(E_0) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2\ell_0+1)T_{\ell_0} \qquad (18)$$

où T_{ℓ_0} est le coefficient de transmission de la voie d'entrée, il reflète la distribution de spin initiale. Dans l'hypothèse d'une absorption forte dans cette voie, T_{ℓ_0} s'écrit :

$$T_{\ell_0} = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{\ell_0-L_0}{d_f}\right)} \qquad (19)$$

où L_0 et d_f sont des paramètres qu'on fixe de façon à reproduire la section efficace totale de fusion expérimentale.

$$\sigma_f = \sum_{\ell_0} \sigma_{J_0} \qquad (20)$$

Notons qu'on connaît très peu de choses sur le paramètre de diffusivité d_f. D'une façon générale on fixe sa valeur à 1 de façon à obtenir des coefficients de réflexion de forme similaire à ceux obtenus par le modèle optique.

b) Les coefficients de transmission des voies de sortie

Dans le domaine d'énergie où nous avons travaillé les chances d'évaporer des

particules plus complexes que p,n,α, sont très faibles. La version du programme CASCADE que nous avons utilisée fait le calcul de désexcitation pour ces trois particules ainsi que pour l'émission de photons γ.

Les coefficients de transmission qui décrivent ces processus sont ceux de Wilmore et Hodgson [Wi-64] pour les neutrons, ceux de Perey pour les protons [Pe-63] et pour les particules alpha ceux de Huizenga et Igo [Hu-62]. Naturellement les expériences qui ont servi à déterminer ces coefficients ont été effectuées sur des noyaux cible non excités [To-82]. Ceci est une différence très importante avec un processus d'évaporation qui met en cause des noyaux excités de grand spin pouvant avoir des formes éloignées de celles de leur état fondamental [Bl.-80]. Pour cette raison nous avons modifié CASCADE de façon à pouvoir introduire d'autres coefficients de transmission pour l'émission de particules α et de protons. Nous nous sommes limités à ces deux particules puisqu'elles correspondent aux principales voies de désexcitation du noyau composé pour la réaction étudiée comme on le voit sur la figure 27.

L'émission électromagnétique est traitée d'une façon semblable à celle des particules en utilisant un formalisme proposé par Grover et Gilat [Gr-67] qui consiste à utiliser, au lieu des T_L les expressions $\xi_L \varepsilon_\gamma^{2L+1}$, où L est la multipolarité du rayonnement γ émis et ε_γ son énergie, ξ_L est une constante ajustée de façon à reproduire les probabilités de transition entre les états de faible énergie d'excitation.

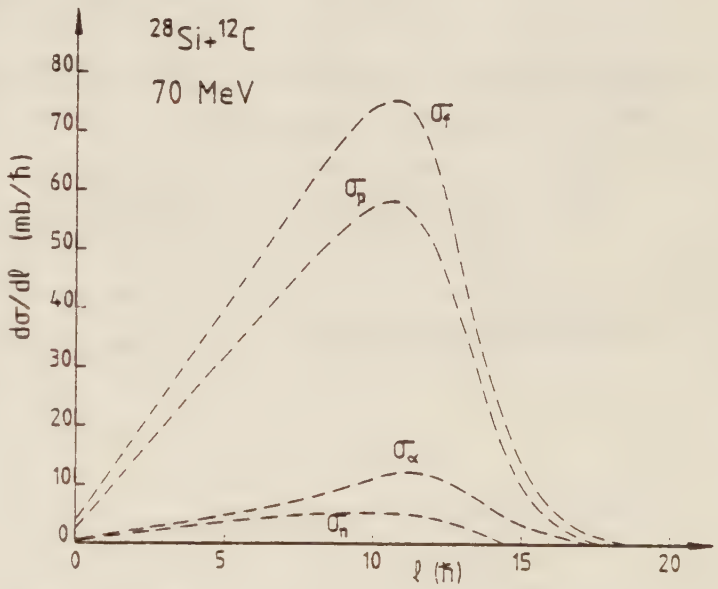


Fig. 27 : Sections efficace de formation du noyau composé $^{40}Ca(\sigma_f)$ et de l'émission par celui-ci d'un proton, d'une particule α et d'un neutron.

Les transitions introduites dans le programme peuvent être d'ordre dipolaire (E_1,M_1) ou quadrupolaire (E_2). La détermination des constantes ξ_L souffre des mêmes difficultés que la détermination des T_L. Elles ont été mesurées pour les niveaux de basse énergie d'excitation de noyaux de faible spin. Aussi a-t-on été souvent amené à augmenter d'un facteur 100 les valeurs que l'on trouve dans la littérature pour pouvoir reproduire l'expérience [Gi-73].

c) La formule de densité de niveaux.

Les formules de densité de niveaux $\rho(J,i)$ posent un problème délicat lors de ces calculs puisque nous ne possédons pas suffisamment de données pour les déterminer sans ambiguité.

Dans le programme on distingue trois régions suivant l'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Région I : celle des premiers niveaux excités, on introduit les niveaux discrets connus expérimentalement.

Région II : elle prolonge la précédente jusqu'à une énergie d'excitation de l'ordre de $E^* = 10$ MeV, on utilise la formule de Lang [La-66]. Cette formule a comme point de départ le modèle de Fermi de particules indépendantes. La densité de niveaux est donnée par l'expression.

$$\rho(E^*,J) = (2J+1)\ \exp\left[-(J+1/2)^2/2\sigma^2\right]\ \rho(E^*) \qquad (21)$$

La quantité $\rho(E^*)$ dépend uniquement de l'énergie d'excitation du noyau composé elle est donnée par l'expression

$$\rho(E^*) = \frac{\exp(2(\alpha U)^{1/2})}{12\,\alpha^{1/4}(U+t)^{5/4}(2\sigma^2)^{3/2}} \qquad (22)$$

où la température nucléaire t est liée à E^* par la relation :

$$U = E^* - \Delta = \alpha t^2 - \frac{3}{2}\,t \qquad (23)$$

Δ étant l'énergie d'appariement déterminée empiriquement pour chaque noyau.

Les paramètres α, Δ et σ rendent compte de la variation de la densité de niveaux (E^*,J) avec l'énergie d'excitation et le moment angulaire (en effet $\rho(E^*,J)$ augmente avec E^* et diminue quand J augmente) [Ri-74].

Le paramètre de spin cut-off σ dépend de l'énergie d'excitation et du moment d'inertie du noyau composé suivant la relation

$$\sigma^2 = I\ t/\hbar^2$$

où I est le moment d'inertie du noyau, considéré comme un corps rigide. Le paramètre α est donné par l'expression [Fa-68]

$$\alpha = [0.00917\ (S(Z) + S(N))+b]\ A$$

où S(Z) et S(N) sont des corrections dues aux effets des couches.

Région III : c'est la région située au delà de $E^* \sim 15$ MeV. On possède peu d'informations sur la densité de niveaux dans cette région. L'énergie d'appariement Δ et le moment d'inertie I de chaque noyau sont calculés avec le modèle de la goutte liquide, en négligeant les effets de couches [Pü-77]. La formation de niveaux des deux parités est également probable et le paramètre α est pris égal à $A/7{,}5\ MeV^{-1}$ pour tous les noyaux.

Raccordement entre les régions II et III : Il se fait par interpolation.

III.2.2. Les programmes que nous avons écrits

Afin de calculer des corrélations angulaires entre les deux particules émises successivement nous avons écrit des programmes qui utilisent comme données les rapports d'embranchement $b^i_j(J_0,E_0,\ell_1,J_1,E_1)$ $b^i_{j+1}((J_1,E_1,\ell_2,J_2,E_2)$ de la première (j) et de la deuxième (j+1) transition, calculés par CASCADE. Pour cette raison nous avons modifié CASCADE afin de mettre sur disque ces tableaux à cinq dimensions. De plus nous pouvons choisir la chaîne de désexcitation par la nature (i) des particules émises ainsi que l'énergie d'excitation du noyau final E_{j+2}.

Nous avons écrit les programmes permettant de calculer ces corrélations angulaires : CORANG pour des particules de spin nul et des géométries particulières, CORGENE dans le cas le plus général.

CORANG

Dans ce cas la corrélation angulaire s'écrit :

$$\frac{d^4\sigma}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \sum_{\ell_1 \ell_2 J_0} \frac{(2\ell_1+1)2\ell_2+1)\sigma_{J_0}}{(4\pi)^2} \times \begin{cases} B(E_{j+1},J_0,\ell_1,\ell_2)P^2_J(\Omega) & \text{si } \Omega_1 = \Omega_2 \\ B(E_{j+1},J_0,\ell_1,\ell_1)P^2_{\ell_1}(\Omega) & \text{si } \alpha_2 \text{ à } 0° \\ B(E_{j+1},J_0,\ell_1,\ell_2)P^2_{\ell_2}(\Omega) & \text{si } \alpha_1 \text{ à } 0° \end{cases} \qquad (24)$$

où $B(E_{j+1},J_0,\ell_1,\ell_2) = \Sigma |\langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0\rangle|^2\ b^i_j(J_0,E_0,\ell_1,J_1,E_1)$

$b^i_{j+1}(J_1,E_1,\ell_2,J_2,E_2)$

La somme porte sur tous les moments angulaires autres que ℓ_1, ℓ_2 et J_0.

Le programme RELECT lit, sur le disque, les rapports d'embranchement et calcule les coefficients $B(E_{j+1}, J_0, \ell_1, \ell_2)$. Ces coefficients sont lus par le programme CORANG qui calcule la section efficace d'ordre quatre (24).

Lorsque les particules sont détectées à des angles bien définis, la connaissance de l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire détermine sans ambiguité la cinématique des deux étapes. A titre d'exemple nous présentons sur la fig. 28 le diagramme des vitesses des particules α_1 et α_2 détectées à des angles $\theta^{\alpha_1}_{lab}$. et $\theta^{\alpha_2}_{lab}$ respectivement. $\theta^{\alpha_1}_{cm_1}$ a été calculé dans le système du centre de masse de la voie d'entrée $^{28}Si + {}^{12}C$ et $\theta^{\alpha_2}_{cm_2}$ dans le système du centre de masse de la particule de recul.

Pour ces deux systèmes nous avons pris l'axe du faisceau comme axe de quantification.

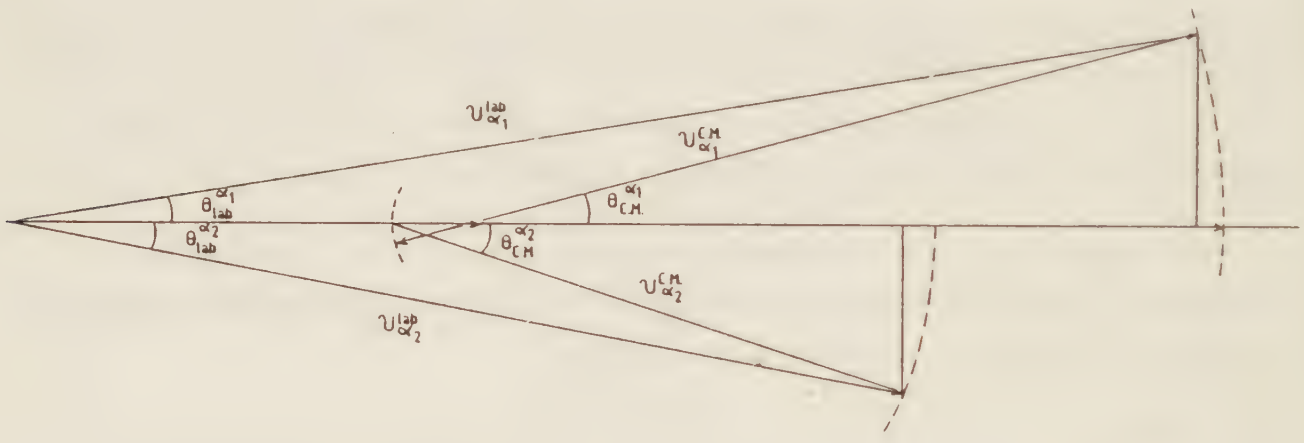


Fig. 28 : Diagramme des vitesses des particules α_1 et α_2 émises lors de la désintégration séquentielle du noyau composé ^{40}Ca

D'une façon concrète, pour chaque angle de détection dans le laboratoire θ_{lab} et chaque énergie d'excitation du noyau intermédiaire E_{j+1}, nous faisons un calcul cinématique complet qui permet d'obtenir la section efficace différentielle et de la transposer dans le système du laboratoire.

Par la méthode Monte-Carlo, incluse dans le prograppe CORANG on peut aussi tenir compte des effets de géométrie finie.

Le programme CORANG nous a permis de calculer les quantités suivantes :

i) La section différentielle d'ordre deux $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}$, par une sommation sur toutes les énergies d'excitation du noyau intermédiaire,

ii) La section efficace $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}$ intégrée sur le spectre d'énergie de la particule α qui n'est pas détectée à 0°,

iii) enfin $\frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE d\ell}$ la localisation de la section efficace à un angle donné, dans l'espace des moments angulaires, pour la voie d'entrée et pour les différentes étapes de désexcitation du noyau composé.

CORGENE

Les programmes cités sont d'une utilisation malheureusement limitée. En effet lorsqu'on veut calculer les corrélations angulaires pour des particules n'ayant pas toutes un spin nul, et pour des géométries où ni α_1 ni α_2 ne sont détectées à zéro degré il faut utiliser les expressions (9) et (10).

Pour cette raison nous avons écrit le programme CORGENE qui lit sur disque les rapports d'embranchement $b_j^i(J_0,E_0,\ell_1,J_1,E_1)$ $b_{j+1}^i(J_1,E_1,\ell_2,J_2,E_2)$ de la première (j) et de la deuxième (j+1) transitions calculés par CASCADE et effectue le calcul dans le cas général.

Un tel calcul, dans le cas d'une désexcitation séquentielle conduisant au niveau 2^+ de ^{32}S, durerait 20 minutes avec le calculateur IBM-E33 de la CISI. Pour cette raison, d'une part nous avons évité d'effectuer des calculs Monte-Carlo, d'autre part nous avons introduit une possibilité d'interpolation linéaire pour chacun des cinq paramètres dont dépendent les rapports d'embranchement, ce qui a permis de réduire à 5 minutes le temps nécessaire à ces calculs, les rendant ainsi financièrement possibles.

C'est la première fois, à notre connaissance, que des programmes de ce type ont été écrits. Ils sont maintenant disponibles pour toute personne qui souhaiterait les utiliser.

Chapitre IV

COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC LES PREDICTIONS DU MODELE STATISTIQUE

Dans ce chapitre nous allons comparer nos résultats expérimentaux, fonctions d'excitation, spectres et corrélations angulaires aux prédictions du modèle statistique.

Naturellement le modèle statistique ne peut pas reproduire les structures que nous avons observées. Il s'agit donc ici d'une comparaison des valeurs moyennes de nos mesures aux prédictions théoriques.

IV.1. Les fonctions d'excitation

Avec le dispositif expérimental constitué d'un télescope en coïncidence avec une jonction à localisation (Chap. I, § 2 et 3) nous avons mesuré les fonctions d'excitation de la désexcitation séquentielle $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ qui conduit aux différents niveaux finals de ^{32}S.

Le domaine d'énergie que nous avons étudié est de 47 à 90 MeV avec des pas de 1 MeV. La jonction à localisation couvrait un domaine angulaire de 3,5° à 32°.

Le code d'évaporation statistique CASCADE calcule les sections efficaces de peuplement des différents niveaux finals de ^{32}S, intégrées dans tout l'espace angulaire. Compte tenu de la géométrie de notre expérience nous ne pouvons pas comparer directement les prédictions du calcul à nos résultats. Cependant, lorsque la désexcitation séquentielle conduit au niveau fondamental 0^+ de ^{32}S, la section efficace différentielle d'ordre deux $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ est donnée par l'intégrale double sur l'énergie des expressions (17b) et (17c). Nous avons ainsi calculé la section efficace de désexcitation séquentielle $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ pour les transitions qui conduisent au niveau fondamental 0^+ de ^{32}S en utilisant notre code CORANG.

Nous avons inclus dans le code un calcul Monte-Carlo pour simuler la géométrie finie de notre dispositif expérimental.

Avant de comparer nos mesures aux prédictions du modèle statistique nous allons faire deux commentaires concernant ces calculs.

i) Le paramètre de départ pour évaluer la section efficace de formation des différents noyaux résiduels produits lors de la désexcitation d'un noyau composé est la section efficace totale de fusion. Nous n'avons pas mesuré ce paramètre, nous avons utilisé les sections efficaces de fusion obtenues par S. Gary [Ga-81].

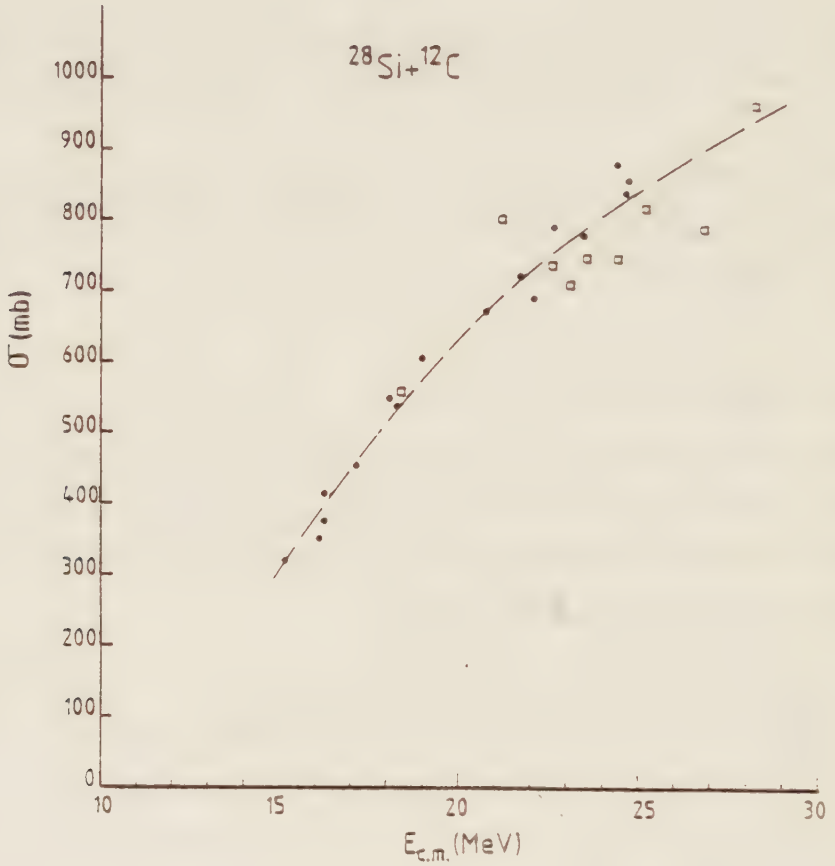


Fig. 29. Fonction d'excitation de la section efficace de fusion $^{28}Si+^{12}C$. Les points correspondent aux mesures de S. Gary et les carrés à celles de K.T. Lesko [Le-82]. Une courbe moyenne a été tracée entre ces points.

La figure 29 montre les valeurs de la section efficace de fusion pour le système $^{28}Si+^{12}C$ en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse. Sur cette même figure nous avons reporté les mesures effectuées par K.T. Lesko

[Le-82]. On peut constater le bon accord entre ces deux expériences. Nous avons tracé une courbe moyenne passant par ces points et utilisé pour le calcul les valeurs de la section efficace de fusion correspondantes.

ii) Il a été constaté [Pü-77 b] que les calculs statistiques ne réussissent pas à reproduire la valeur de la section efficace de formation des résidus d'évaporation qui se situent vers la fin de la chaîne de désexcitation des noyaux composés de masse atomique A $\sim$ 60. Ce désaccord se produit aussi pour des systèmes légers, $^{12}C + ^{24}Mg$, $^{12}C + ^{28}Si$ et augmente avec l'énergie incidente [Ga-82] comme on le voit sur la fig. 30. Dans ce dernier cas les résidus d'évaporation de la fin de la chaîne de désexcitation sont produits par l'émission de deux particules α.

Lors du calcul des fonctions d'excitation de la désexcitation séquentielle $\alpha\alpha$ qui conduit aux différents niveaux finals de ^{32}S, pour tenir compte de ce désaccord, nous avons normalisé les résultats du calcul CASCADE aux valeurs de la droite (2) tracée à travers les points expérimentaux de S. Gary [Ga-81].

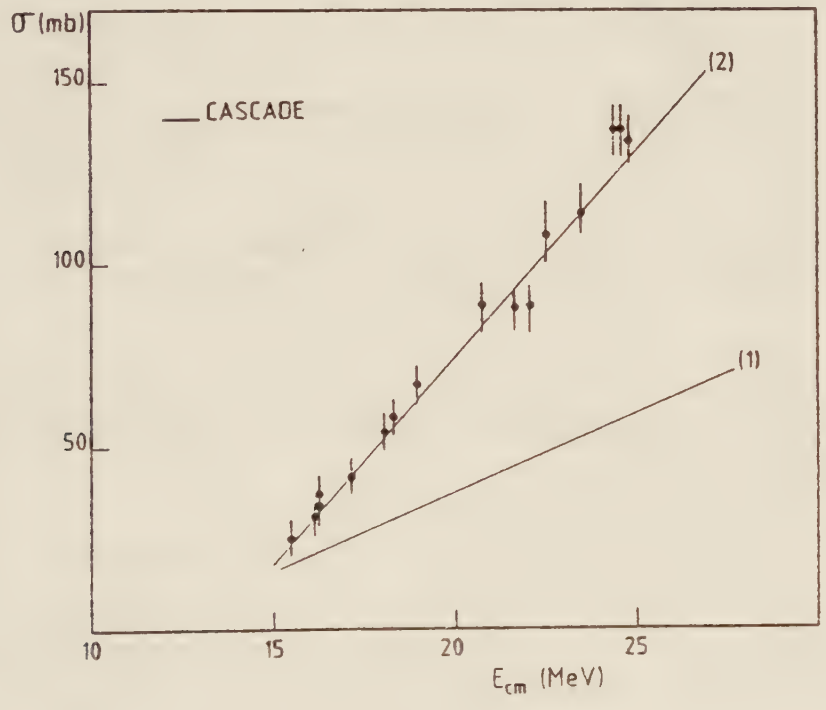


Fig. 30. Section efficace de production de ^{32}S par la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$. La droite (1) représente les résultats du calcul effectué avec CASCADE. La droite (2) est une courbe moyenne tracée à travers les points expérimentaux.

Sur la figure 31 nous avons porté le résultat de notre mesure pour la désexcitation séquentielle $\alpha\alpha$ qui conduit au niveau fondamental de ^{32}S, ainsi que

les prédictions du code CORANG. La flèche à E_{cm} = 24 MeV indique l'ouverture de la voie 3α. Le calcul reproduit bien le comportement moyen des points expérimentaux.

Nous avons estimé l'erreur sur la valeur absolue de la section efficace de $\Delta\sigma/\sigma \sim 50$ %. Pour cette raison nous n'avons pas attaché une importance particulière sur l'accord en valeur absolue entre l'expérience et la théorie.

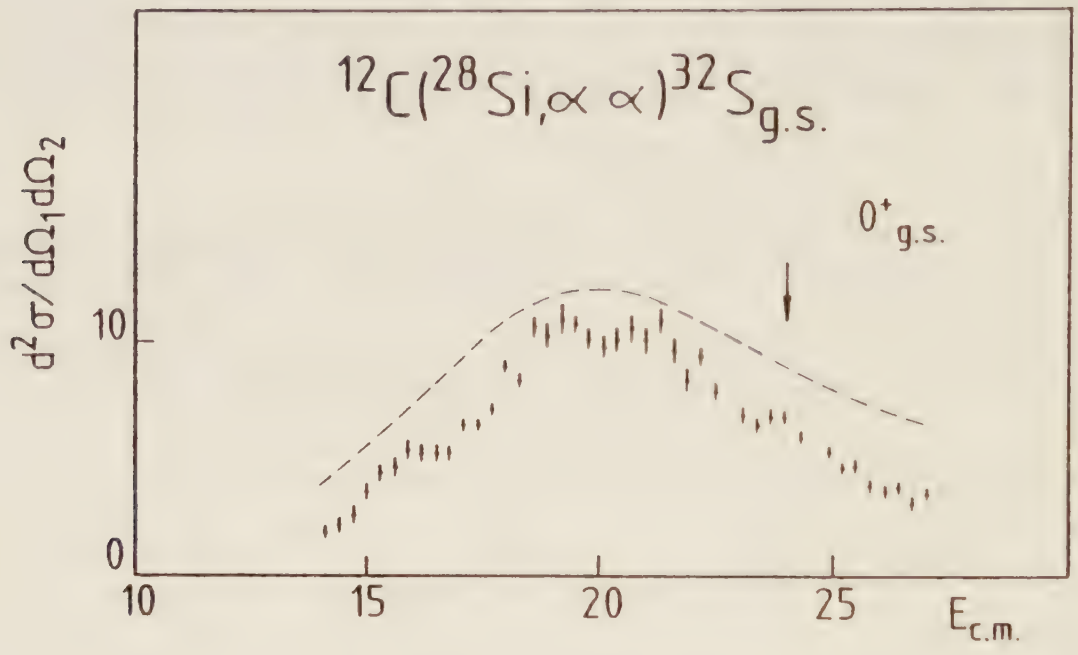


Fig. 31. Fonction d'excitation de la désexcitation séquentielle $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S_{gs}$. La courbe correspond aux prédictions du code CORANG

Les fonctions d'excitation qui conduisent à des niveaux autres que le niveau fondamental 0^+ de ^{32}S.

Lorsque la désexcitation séquentielle αα conduit à des niveaux de ^{32}S autres que le niveau fondamental 0^+, les expressions (17 b) et (17 c) ne sont plus appropriées. Dans ce cas $I'_2 \neq 0$, ce qui impose l'utilisation de l'expression la plus générale (14) pour calculer ces fonctions d'excitation.

Ceci serait possible avec notre programme CORGENE. Cependant nous n'avons utilisé ce programme, extrèmement coûteux, que lorsque son utilisation nous a semblé indispensable.

Les corrélations angulaires de la désexcitation séquentielle αα qui conduit à des niveaux de ^{32}S autres que le fondamental, ont une variation angulaire relativement régulière. Pour cette raison et compte tenu de la géométrie

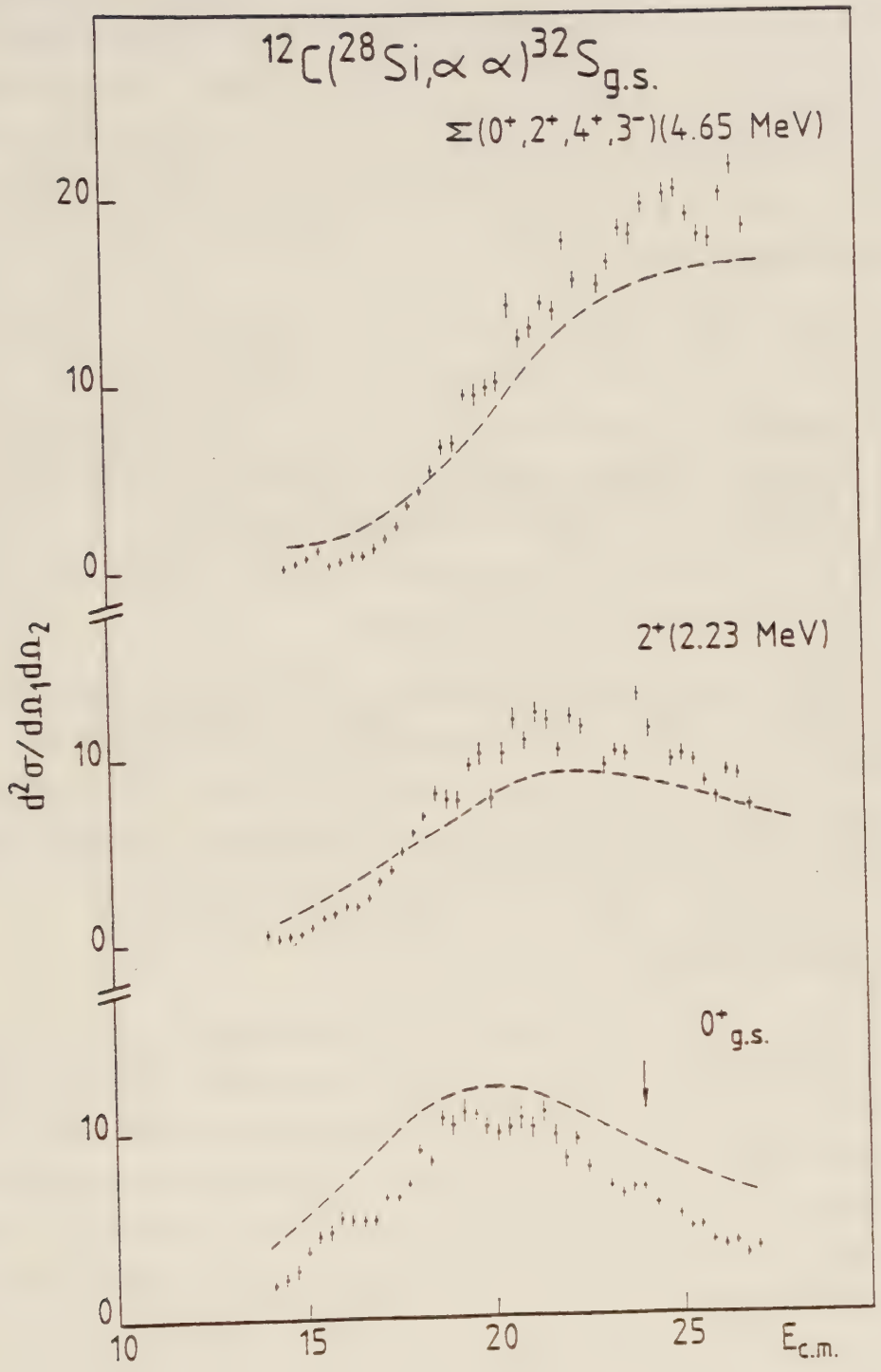


Fig.32: Les fonctions d'excitation de la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ conduisant à différents niveaux de ^{32}S. Les courbes correspondent aux prédictions du code CASCADE (voir texte).

de notre dispositif expérimental qui intègre sur un grand domaine angulaire, i) nous avons supposé que l'allure des fonctions d'excitation expérimentales doit être similaire à celle des fonctions d'excitation intégrées dans tout l'espace angulaire. Pour cette raison nous avons comparé directement nos résultats aux prédictions du code CASCADE, ii) nous avons appliqué une constante de normalisation aux sections efficaces intégrées, de façon que à E_{cm} = 21 MeV la section efficace du calcul exact, pour le niveau fondamental, soit reproduite (fig. 31).

Sur la figure 32 nous avons porté le résultat de nos mesures pour différents niveaux de ^{32}S, ainsi que les sections efficaces intégrées dans tout l'espace angulaire renormalisées pour une ouverture angulaire finie. Notons que, même pour les transitions qui conduisent au niveau fondamental de ^{32}S, pour lesquelles la corrélation angulaire oscille peu, la courbe qui correspond au calcul exact (fig. 31) se confond avec celle du calcul intégré dans tout l'espace angulaire (fig. 32).

L'accord entre les points expérimentaux et ces calculs est satisfaisant ce qui renforce notre opinion que le mécanisme qui domine cette réaction est la désexcitation séquentielle du noyau composé ^{40}Ca. Ceci nous a motivé pour faire des analyses plus détaillées de nos résultats dans le cadre du modèle statistique.

IV.2. Le calcul des spectres

Le spectre de la fig. 33 est celui de la désexcitation séquentielle $\alpha\alpha$ qui conduit au niveau fondamental de ^{32}S. Il a été mesuré avec le détecteur à localisation à deux plages. Rappelons que lors de cette expérience les particules ^{23}Si diffusées aux petits angles étaient arrêtées avec une feuille de tantale. Pour faciliter la comparaison entre l'expérience et les prédictions théoriques, le code CORANG simulait la perte d'énergie des particules α dues à cet absorbeur. Les énergies des particules α dans le système du laboratoire sont celles qu'ont les particules α après avoir traversé la feuille de tantale. La flèche tracée du coté des grandes énergies du spectre indique la coupure instrumentale due à l'épaisseur du détecteur.

La prédiction théorique a été obtenue avec le code CORANG, elle correspond à un calcul de géométrie ponctuelle et à des angles d'émission de 0° pour α_1 et α_2. Le calcul tenant compte de l'ouverture angulaire du détecteur ne peut se faire qu'avec le programme CORGENE dans une version où la géométrie de dispositif

expérimental serait simulée par un calcul Monte-Carlo. Cependant pour des raisons déjà évoquées nous avons évité de faire des calculs de ce type avec ce programme, d'autant plus que nous pouvons estimer que ce calcul conduirait à une diminution de la section efficace d'un facteur de l'ordre de 2.

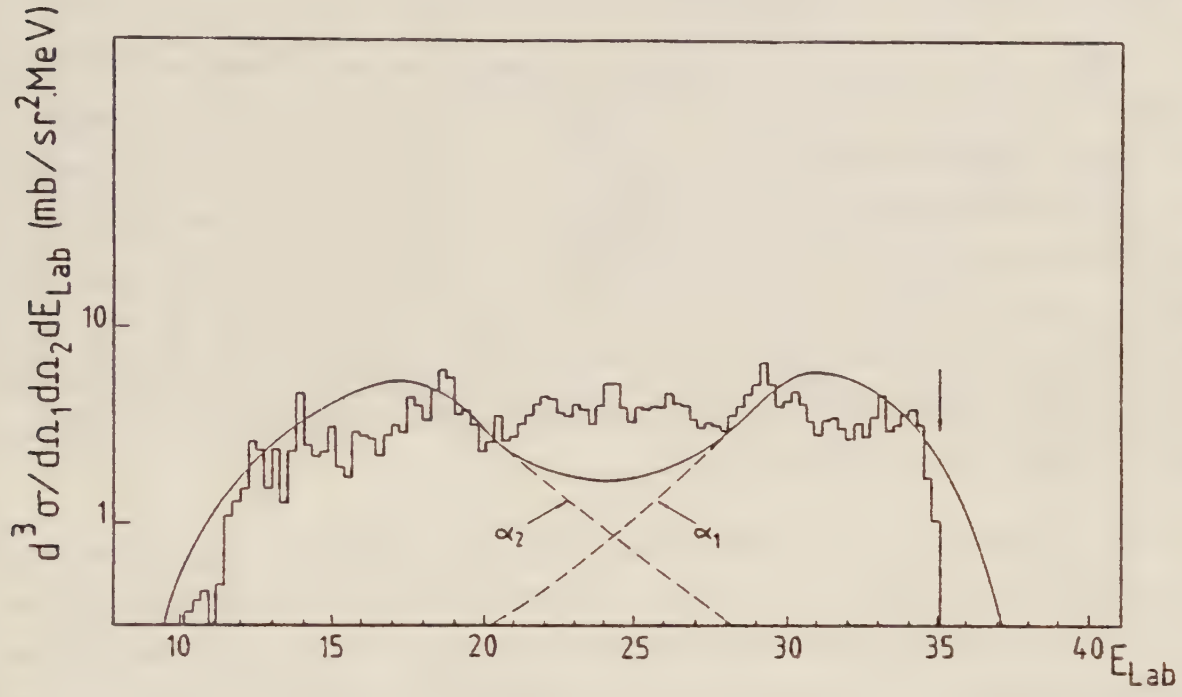


Fig. 38 . Spectre des particules α émises lors de la désexcitation séquentielle $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S_{gs}$, mesuré avec le détecteur à deux plages. Les courbes représentent les résultats d'un calcul effectué avec CASCADE.

L'accord entre l'expérience et les prédictions du modèle statistique est satisfaisant : la section efficace expérimentale plus importante, observée entre 21 et 27 MeV s'explique par la contribution de ^{8}Be produit lors de la réaction $^{12}C(^{28}Si, ^{8}Be)^{32}S$.

Selon ce calcul on peut séparer les particules (α_1) qui correspondent à la première étape de désexcitation du noyau composé $^{40}Ca(^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha_1)$ de celles (α_2) qui correspondent à la deuxième étape de sa désexcitation ($^{36}Ar \rightarrow ^{32}S+\alpha_2$).

Cette possibilité de séparation a une grande importance pour la mesure de corrélations angulaires avec le dispositif expérimental constitué d'un télescope à zéro degré en coïncidence avec une jonction à localisation.

Selon les expressions (17 b) et (17 c) du chapitre II, lorsqu'on sélectionne les particules α_2 (partie gauche du spectre) dans le télescope placé à 0°, la mesure des corrélations angulaires nous informe sur le moment angulaire moyen em-

porté par les particules α_1. Nous pouvons naturellement faire le même raisonnement lorsqu'on sélectionne des particules α_1 à zéro degré.

Pour illustrer ceci nous avons porté sur la fig. 34 les composantes, pour chaque moment angulaire ℓ_1, ℓ_2, de la section efficace $d^4\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_{lab} d\ell$ qui correspondent au spectre à zéro degré de la fig. 33.

La mesure des corrélations angulaires intégrées sur l'énergie, (elles correspondent à l'ensemble du spectre), donnera une information sur le moment angulaire moyen emporté lors des deux étapes de désexcitation du noyau composé. Ce qui est cependant encore plus intéressant est la mesure de ces corrélations lorsqu'on sélectionne une tranche d'énergie du spectre à zéro degré. A titre d'exemple lorsqu'on sélectionne une tranche d'énergie autour de 20 MeV (entre les traits verticaux de la fig. 34) la corrélation angulaire donnera une information sur le moment angulaire moyen emporté par les particules α_1 dont l'énergie se situe autour de 32 MeV.

C'est l'ensemble de ces réflexions liées à la séparation entre les deux contributions α_1 α_2 qui nous a conduits à mesurer des corrélations angulaires, avec le même dispositif expérimental que nous avons utilisé pour mesurer les fonctions d'excitation, c'est-à-dire le télescope et la jonction à localisation.

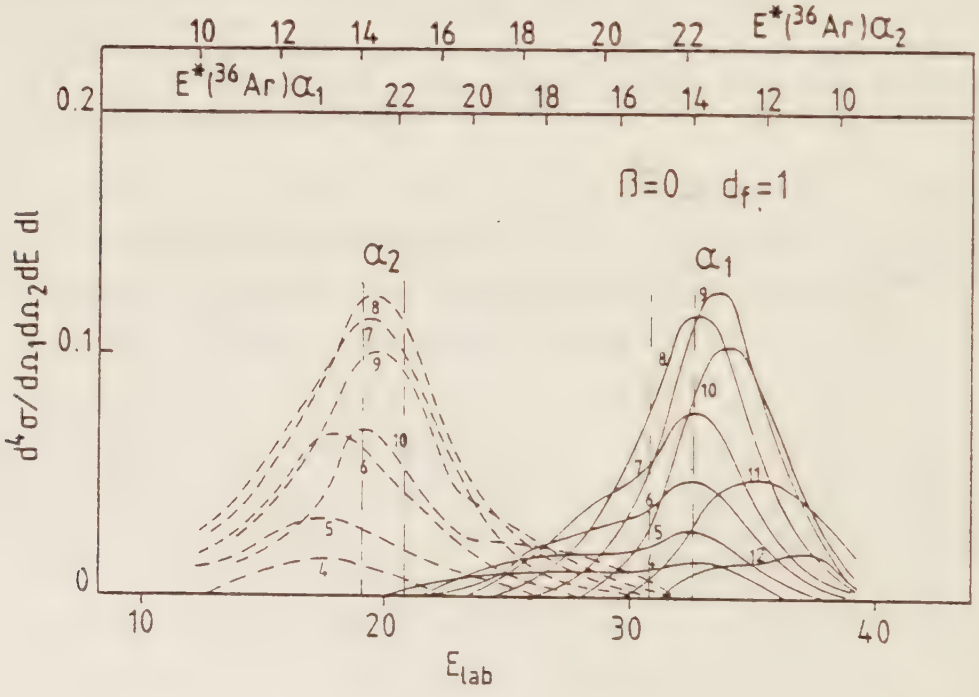


Fig. 34. Composantes pour les différents moments angulaires ℓ_1, ℓ_2 de la section efficace $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_{lab}$ pour la formation de ^{32}S dans son état fondamental.

IV.3. Calcul des fonctions de corrélation

Sur la figure 35 nous avons reporté la fonction de corrélation intégrée en énergie $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ ainsi que la prédiction du programme CORANG. Les points expérimentaux ainsi que la courbe théorique montrent des oscillations qui reflètent le moment angulaire moyen emporté par les particules α_1, α_2 lors de la désexcitation séquentielle du noyau composé ^{40}Ca.

Le désaccord sur la position angulaire du maximum (minimum) entre l'expérience et le calcul conduit à penser que le moment angulaire moyen emporté par les particules α lors de la désexcitation séquentielle de ^{40}Ca est plus grand que celui prédit par le modèle statistique. Pour obtenir des informations plus précises sur l'origine de ce désaccord nous avons porté sur la figure 36les fonctions de corrélation correspondant à différentes tranches d'énergie de particules α détectées à zéro degré.

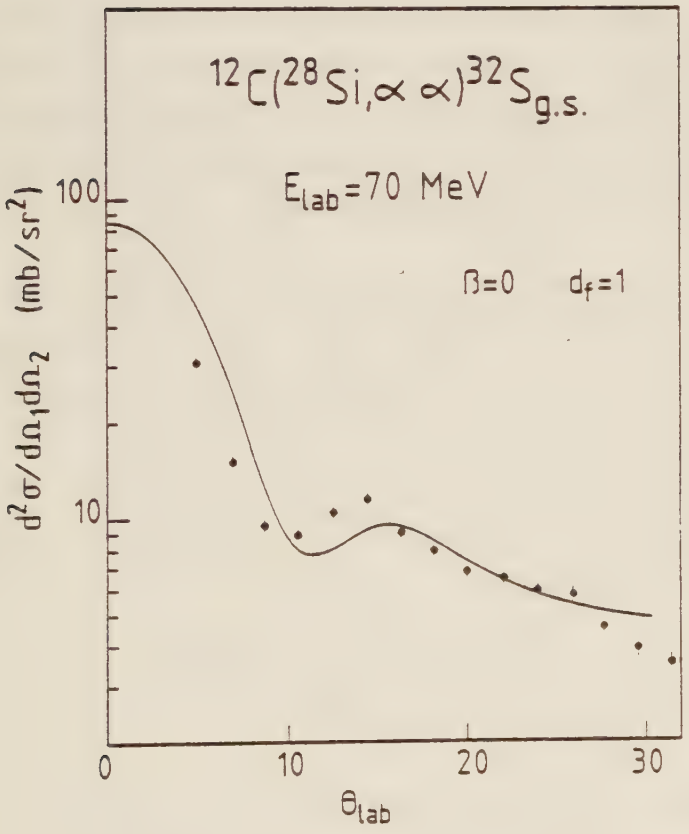


Fig.35 . Corrélation angulaire $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ mesurée à 70 MeV avec le dispositif expérimental constitué d'un télescope à zéro degré en coïncidence avec une jonction à localisation

La partie gauche de la figure 36 correspond à la sélection à zéro degré des particules α de haute énergie (partie droite du spectre de la figure 33) tandis que sa partie droite correspond à la sélection à zéro degré des particules de basse énergie, (partie gauche du spectre de la figure 33). Les corrélations angulaires de la partie gauche de cette figure reflètent le moment angulaire moyen (ℓ_2) emporté lors des transitions $^{36}Ar \rightarrow ^{32}S+\alpha_2$, et celles de la partie droite le moment angulaire moyen (ℓ_1) emporté lors des transitions $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha_1$. Sur cette même figure nous avons porté les prédictions du programme CORANG.

Pour les tranches d'énergie qui correspondent au milieu du spectre E_{lab}=22,5 et 25,5 MeV, nous avons une probabilité voisine de détecter à zéro degré des particules dues à la première ou la deuxième étape de désexcitation du noyau composé. Pour cette raison, pour ces deux tranches d'énergie, nous avons porté les prédictions du calcul pour les deux types de transition. La corrélation angulaire totale correspond à la somme des deux contributions.

Pour les tranches d'énergie qui se situent aux extrémités du spectre, E_{lab}= 34,5 - 31,5 - 28,5 et E_{lab}= 19,5 - 16,5 et 13,5 MeV nous avons, à zéro degré, des contributions qui correspondent à un seul type de transition. Notons que lors de cette expérience nous étions affranchis du problème de l'épaisseur du détecteur qui a introduit, lors de l'expérience avec le détecteur à deux plages, une coupure du coté haute énergie sur le spectre de la fig. 33.

L'accord entre l'expérience et les prédictions du code CORANG pour les tranches d'énergie de E_{lab}= 34,5 - 31,5 et 28,5 MeV révèle que le modèle statistique décrit bien le moment angulaire moyen ℓ_2 emporté lors des transitions $^{36}Ar \rightarrow ^{32}S+\alpha_2$. Par contre le désaccord entre l'expérience et les prédictions du code CORANG pour les tranches d'énergie de E_{lab}= 19,5 - 16,5 et 13,5 MeV révèle que le modèle statistique ne réussit pas à bien décrire le moment angulaire moyen ℓ_1 emporté lors des transitions $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha_1$.

Pour interpréter ce désaccord nous avons émis trois hypothèses que nous allons examiner successivement dans la suite de ce mémoire.

a) La première consiste à supposer que les coefficients de transmission de la voie d'entrée T_{ℓ_o} ne reflètent pas correctement la distribution de spin initiale.

b) Selon la deuxième hypothèse c'est la température nucléaire qui, pour des noyaux à haute énergie d'excitation, conduit à l'abaissement de la barrière

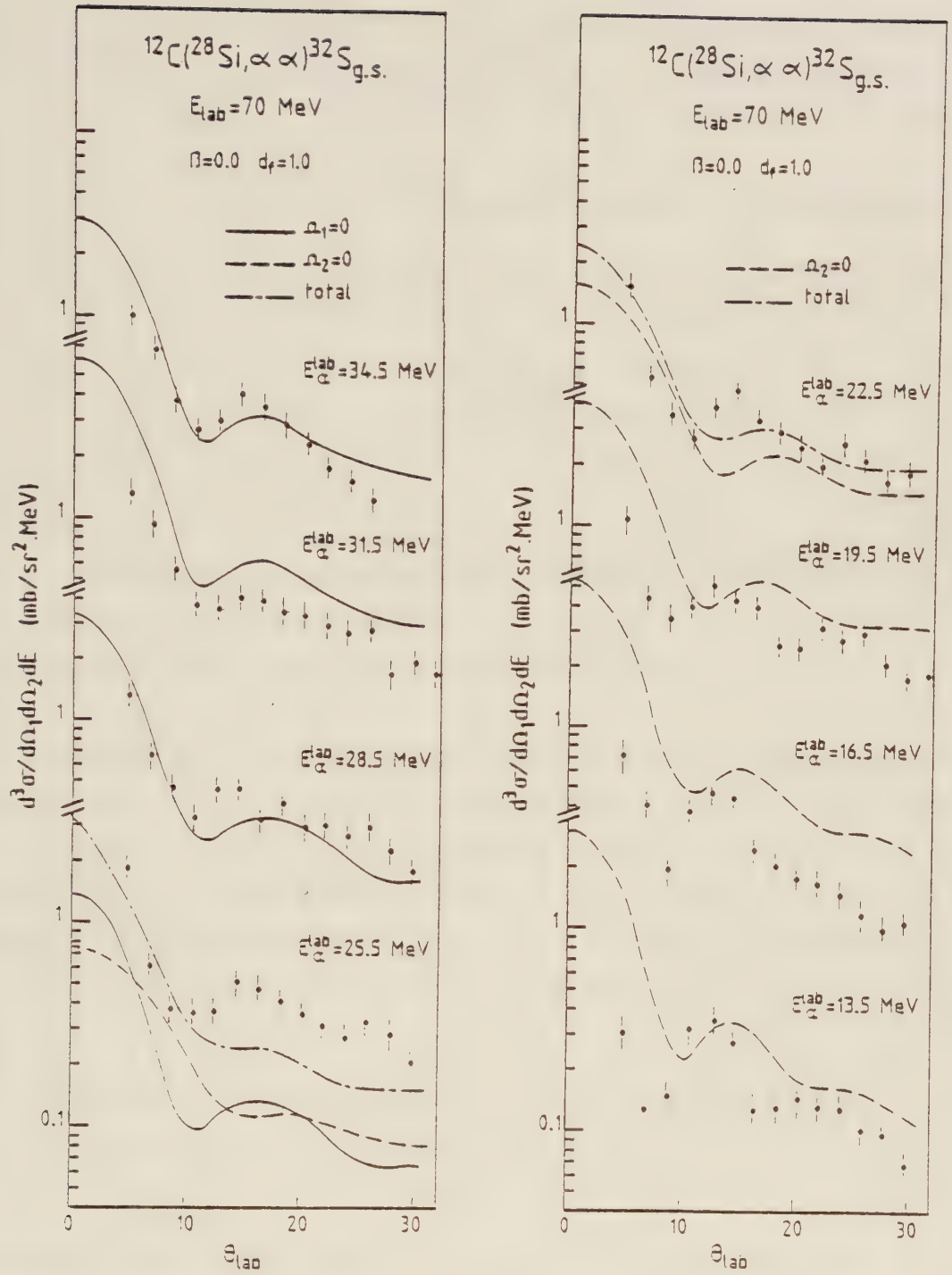


Fig.36 . Les corrélations angulaires $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE$ correspondant à différentes tranches d'énergie E_α^{lab} des particules α détectées à zéro degré.

coulombienne, qui serait à l'origine de ce désaccord.

c) La troisième est l'existence d'une grande déformation du noyau composé ^{40}Ca qui serait à l'origine de la mauvaise description par le code CASCADE du moment angulaire emporté lors de la transition $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}Ar+\alpha_1$.

IV.4. Les coefficients de transmission de la voie d'entrée.

Rappelons que tout le long de nos calculs nous avons utilisé une distribution de Fermi pour décrire les coefficients de transmission de la voie d'entrée.

$$T_{\ell_o} = \{1+\exp \frac{\ell_o - L_o}{d_f}\}^{-1}$$

avec $d_f=1$.

Le moment angulaire L_o étant choisi de sorte que la sommation

$$\sum_{J_o} \sigma_{J_o} = \sigma_f$$

reproduise la section efficace σ_f expérimentale (fig.30). Cette valeur est $L_o = 13$ pour $E_{^{28}Si} = 70$ MeV. Aucune modification de L_o ne peut être faite sans détruire l'accord avec les résultats expérimentaux de S. Gary [Ga-81]. Il n'en est pas de même de la diffusivité d_f. Nous possédons peu d'informations sur sa valeur puisque sa variation, bien qu'elle modifie la distribution des moments angulaires de la voie d'entrée, n'apporte qu'une faible modification sur la valeur de σ_f.

Sur la fig. 37 nous avons reporté les coefficients de transmission calculés avec les valeurs que nous avons adoptées et ceux d'un calcul de modèle optique effectué avec les paramètres de C.M. Cheng. [Ch-79].

Etant donné que les T_{ℓ_o} de la fusion ne doivent jamais être plus grands que les T_{ℓ_o} du modèle optique nous avons estimé que la valeur supérieure de d_f est égale à 1,5.

Afin de déterminer la valeur de la diffusivité d_f nous avons mesuré les corrélations angulaires de la désexcitation séquentielle du noyau composé ^{40}Ca dans la géométrie $\Omega_1 = \Omega_2$ avec le détecteur à localisation à deux plages. Le résultat de ces mesures est présenté sur la figure 38.

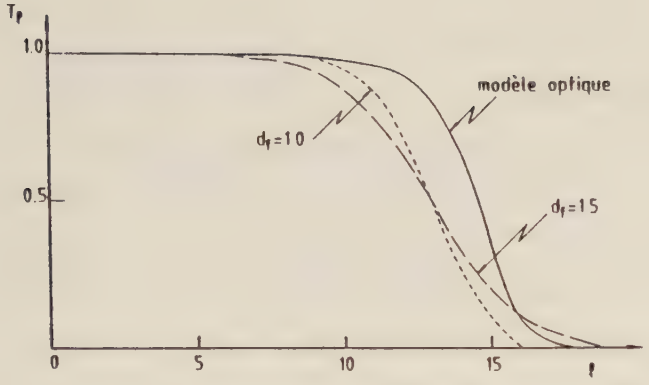


Fig. 37. Coefficients de transmission de la voie d'entrée.

Selon l'expression (17 a) lorsque deux particules sont émises au même angle $\Omega_1 = \Omega_2$ dans le système du centre de masse, la distribution angulaire de la corrélation angulaire est décrite par une somme pondérée de polynômes de Legendre $p^2_{J_o}(\Omega)$ où J_o est le moment angulaire de la voie d'entrée.Ainsi la mesure de ces corrélations angulaires nous informe sur la localisation du moment angulaire de la voie d'entrée. Naturellement l'expression (17 a) n'a qu'une valeur pédagogique puisque les particules détectées au même angle dans le laboratoire ne sont pas forcément au même angle dans le système du centre de masse.

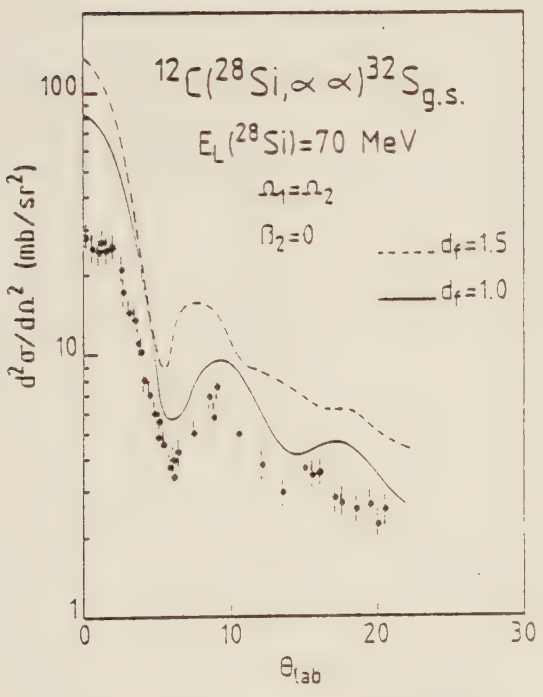


Fig. 38. Corrélations angulaires mesurées dans la géométrie $\Omega_1=\Omega_2$. La courbe en trait continu correspond à un calcul effectué avec L_o=13 et d_f=1, celle en tirets à un calcul effectué avec L_o=13 et d_f=1,5.

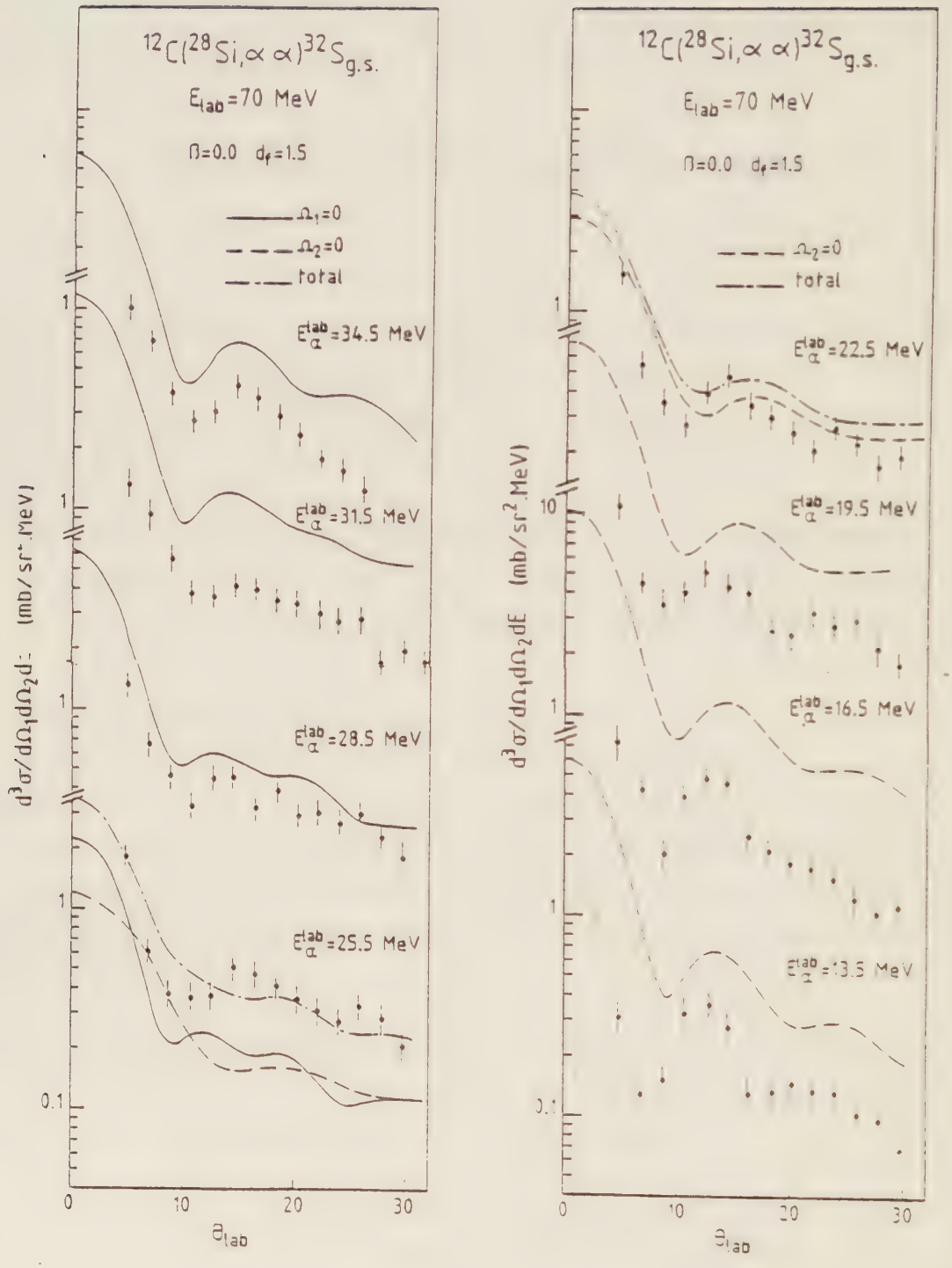


Fig. 39 . Les corrélations angulaires $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE$ correspondent à différentes tranches d'énergie E_α^{lab} des particules α détectées à zéro degré. Pour ce calcul nous avons pris L_o=13, d_f=1,5

Pour calculer les corrélations angulaires nous avons utilisé le programme CORGENE qui calcule les corrélations angulaires dans le cas le plus général avec la formule (9). Les résultats de ces calculs pour d_f=1,0 et d_f=1,5 sont portés sur la fig.38. Ces calculs ne prennent pas en compte les effets de géométrie finie ceci peut expliquer le désaccord sur la valeur absolue entre la courbe calculée avec d_f=1,0 et les points expérimentaux, en particulier au voisinage de 0°.

Les positions du minimum et du maximum de la corrélation expérimentale indiquent qu'il n'y a pas lieu de prendre d_f supérieur à 1. De toute façon lorsque $\Omega_1 \neq \Omega_2$ l'accord entre les corrélations angulaires calculées et mesurées n'est satisfaisant ni avec d_f=1 (fig.36) ni avec d_f=1,5 (fig.39).

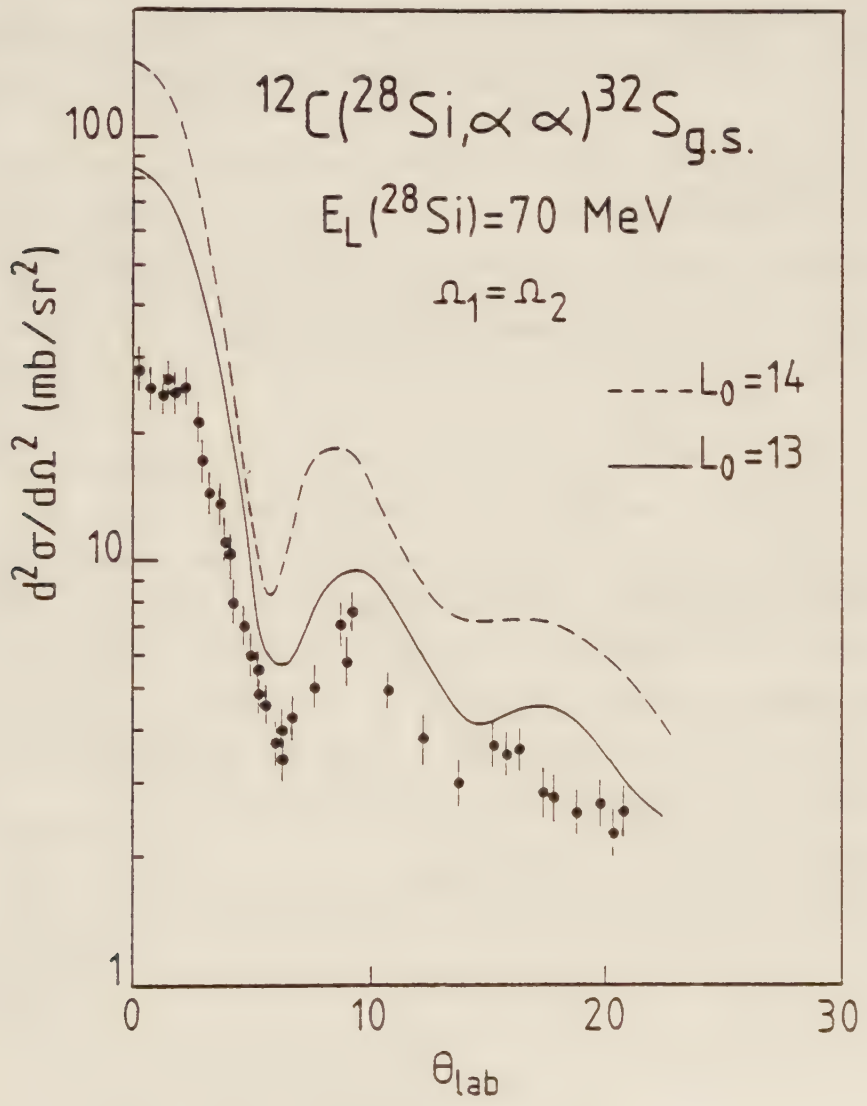


Fig. 40. Corrélations angulaires dans la géométrie $\Omega_1=\Omega_2$. Les deux calculs correspondent à des valeurs différentes de L_o

Récemment nous avons eu connaissance de l'expérience de Y. Nagashima [Na-82] qui suggère une valeur de L_o=14 d'après la section efficace de fusion du système $^{28}Si+^{12}C$ à 70 MeV. Cette valeur est en contradiction avec celle de S. Gary.

La mesure de la distribution du moment angulaire de la voie d'entrée semble très sensible à la valeur des paramètres L_o et d_f. Sur la figure 40 nous avons porté, avec le résultat de nos mesures, ceux de deux calculs effectués pour la même valeur d_f=1,0 et avec des valeurs de L_o égales à 13 et à 14. La position du maximum et du minimum de ces courbes confirme la valeur L_o=13 obtenue par S. Gary [Ga-81].

Dans ce paragraphe nous avons démontré que les coefficients de transmission de la voie d'entrée décrivent bien la distribution du spin initial. Il faut aller chercher ailleurs l'origine de la mauvaise description, par le modèle statistique, du moment angulaire moyen emporté lors des transitions $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha_1$.

IV.5. Effets de température finie

Les effets de température finie sur la distribution de la matière nucléaire d'un noyau ont été étudiés dans le cadre du modèle de Thomas Fermi [Ba-81] [Ch-82].

L'effet le plus important qui a été révélé est l'augmentation de la diffusivité de surface de la matière nucléaire lorsque la température du noyau augmente. Cet effet a des conséquences importantes lorsqu'on étudie la désexcitation d'un noyau composé à haute énergie d'excitation et donc à une grande température [Ch-82]. Il conduit à une augmentation de la distance de "contact" entre les deux noyaux et à un abaissement de la barrière coulombienne effective. Ceci entraîne une modification de la probabilité d'émission des particules légères lors de la désexcitation du noyau composé.

Dans le cas de la désexcitation séquentielle du noyau composé ^{40}Ca l'effet de la température peut conduire à une modification du moment angulaire ℓ_1 emporté par des particules α lors de la transition $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha_1$. Classiquement le moment angulaire est donné par la relation

$$\vec{L} = \vec{R} \times \vec{p}$$

soit

$$\ell \simeq 0{,}22\ R \sqrt{M_{\text{réduite}}(E_{cm}-V_{cb})}$$

où V_{cb} est le potentiel coulombien. Une diminution de V_{cb} et une augmentation du rayon de contact R conduisent à une augmentation du moment angulaire.

L'énergie d'excitation de ^{40}Ca produit lors de la réaction ^{28}Si (70 MeV)+^{12}C est de 34.4 MeV, ce qui conduit à une température[*] inférieure à 3 MeV. La modification de la distribution de la matière nucléaire à cette température conduit à un abaissement du potentiel effectif[***] de l'ordre de 0,3 MeV. Ceci implique une augmentation du moment angulaire qui en aucun cas n'excède 0,5 $\hbar$. Cette augmentation conduit à un déplacement des courbes calculées inférieur à 1°. Ceci n'est pas suffisant pour reproduire la position du minimum et du maximum obtenus lors des mesures des corrélations angulaires.

En conclusion nous pouvons affirmer que, même si les effets de la température finie peuvent conduire à une augmentation du moment angulaire, ils ne peuvent pas expliquer le désaccord observé entre l'expérience et les prédictions du modèle statistique pour les transitions $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}Ar+\alpha_1$.

IV.6. Effets de la déformation dynamique du noyau composé sur l'émission des particules légères.

Les effets de la déformation dynamique d'un noyau composé sur l'émission des particules légères ont déjà été étudiées par plusieurs auteurs [Be-79]. Ils peuvent se visualiser si on se place dans le cadre d'un modèle simple, en supposant que :

i) Le noyau déformé est un ellipsoïde de révolution dont le rayon est décrit par la relation

$$R = R_o(1+\beta_2 Y_2(\Omega))$$

ii) l'émission des particules légères, traitées comme des particules ponctuelles, se fait essentiellement par le point P du grand axe (fig.41).

Fig. 41

On peut ainsi facilement comprendre que la déformation conduit essentiellement à une augmentation de la distance des centres des deux noyaux et à l'abaissement de la barrière coulombienne. Ces deux effets ont comme conséquence l'augmentation du moment angulaire lors de la désexcitation du noyau composé.

---

[*] La température dans le cadre du gaz de Fermi est donnée par l'expression $T = \sqrt{E^*/\alpha}$ où E^* est l'énergie d'excitation du noyau composé tandis que $\alpha \sim A/8$ MeV^{-1}.

[***] Nucléaire + coulombien.

Il nous faut constater que les effets de la déformation sur l'émission des particules légères sont les mêmes que ceux d'une très grande température, cependant une grande déformation induit une augmentation du moment angulaire plus importante.

Nous avons donc modifié les coefficients de transmission qui gèrent l'émission d'une particule ($^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha$), afin d'étudier l'effet de la déformation dynamique du noyau composé ^{40}Ca sur les corrélations angulaires.

IV.6.1. La méthode du calcul des coefficients de transmission d'un noyau déformé, par CASCADE. Les coefficients de transmission qui décrivent la désexcitation d'un noyau composé $^{40}Ca^{*} \rightarrow ^{36}Ar+\alpha$ sont calculés à l'aide du modèle optique pour la diffusion élastique $^{36}Ar(\alpha,\alpha)^{36}Ar$. Les noyaux, lors de ces calculs, sont considérés comme sphériques et de température nulle.

Pour décrire la désexcitation du noyau déformé $^{40}Ca \rightarrow \alpha+^{36}Ar$, nous avons calculé, dans le cadre du modèle optique, les coefficients de transmission pour la diffusion des particules α sur un noyau de ^{36}Ar déformé. Lors de ces calculs nous avons utilisé les potentiels de Huizenga et Igo [Hu-61].

Les conséquences de la déformation pour la diffusion des particules α au point P du noyau déformé (fig.41) sont d'une part l'augmentation du rayon nucléaire, $R=R_o(1+0,63\ \beta_2)$ et d'autre part la modification de la barrière coulombienne.

Pour calculer cette barrière coulombienne nous allons décomposer le potentiel coulombien en une série d'harmoniques sphériques. Le potentiel coulombien d'une distribution des charges, au point P où se trouve une charge ponctuelle Z_2, est donnée par l'expression

$$V(\vec{R}) = Z_2 \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{4\pi}{2\ell+1} \int R_i^{\ell} Y^{*}_{\ell m}(\Omega_i) \frac{Y_{\ell m}(\theta,\phi)}{R^{\ell+1}} \rho(\vec{R}_i) d\vec{R}_i$$

où $\rho(\vec{R}_i)$ est la distribution des charges dans le noyau, Ω_i désigne l'angle de la droite joignant le point i à l'origine avec l'axe Y tandis que θ et ϕ sont les angles polaires de $\vec{R}$ (fig.42). Lors de ces calculs nous avons supposé que $\rho(\vec{R}_i) = 1$ et que le rayon R_i est donné par l'expression :

$$R_i = R_o(1+\beta_2 Y_2(\Omega_i))$$

Nous nous sommes limités à un développement d'ordre deux.

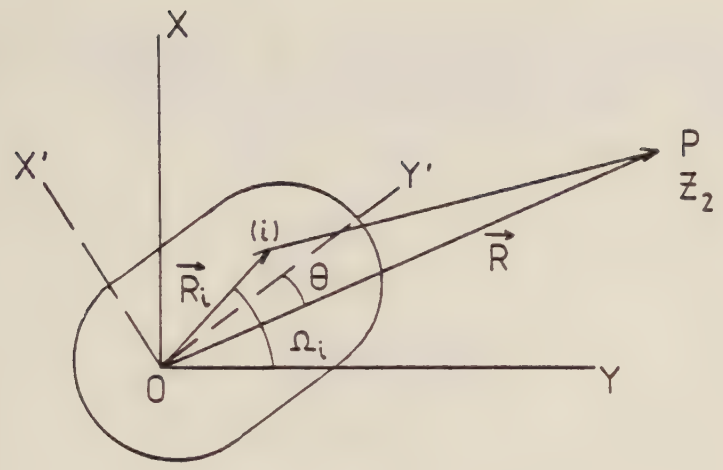


Fig. 42. Définition des grandeurs utilisées pour la décomposition du potentiel coulombien en une série d'harmoniques sphériques.

Ainsi nous avons pu calculer le rapport V_p/V_{sph} du potentiel coulombien effectif produit au point P au potentiel d'une sphère qui aurait la même charge et le même volume que le système déformé. Sur la figure 43 nous avons porté la valeur de ce rapport en fonction des rayons respectifs des deux potentiels.

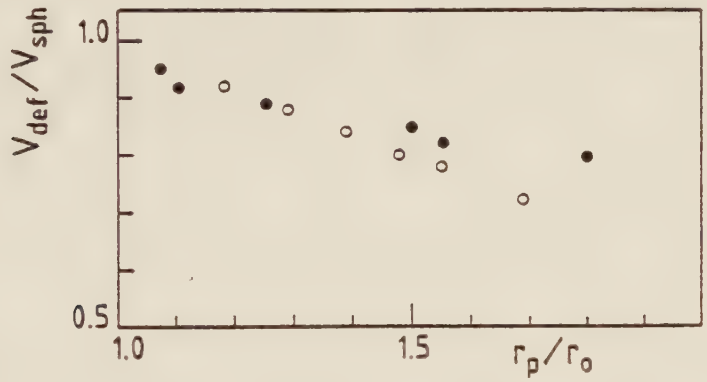


Fig.43. Rapport du potentiel coulombien produit au point P au potentiel d'une sphère qui aurait la même charge et le même volume, en fonction du rapport de leurs rayons.

Les cercles correspondent à notre calcul et les points à un calcul similaire fait par Beckerman [Be-79]. On peut constater leur assez bon accord. Ces calculs nous ont permis de connaître le rayon au point P, ainsi que le potentiel coulombien effectif en ce point pour chaque valeur de la déformation β_2 et de calculer les coefficients de transmission qui gèrent la voie $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar+\alpha$ pour différentes valeurs de la déformation β_2.

Sur la figure 44 nous avons porté les coefficients de transmission obtenus pour un noyau de ^{36}Ar sphérique et déformé (β_2=1,1). La déformation conduit à une grande augmentation du moment angulaire d'effleurement ℓ_{gr}.

Nous avons calculé de la même façon les coefficients de transmission qui décrivent la désexcitation du noyau composé ^{40}Ca par émission d'un proton $^{40}Ca \rightarrow p + ^{39}K$, ^{39}K étant déformé.

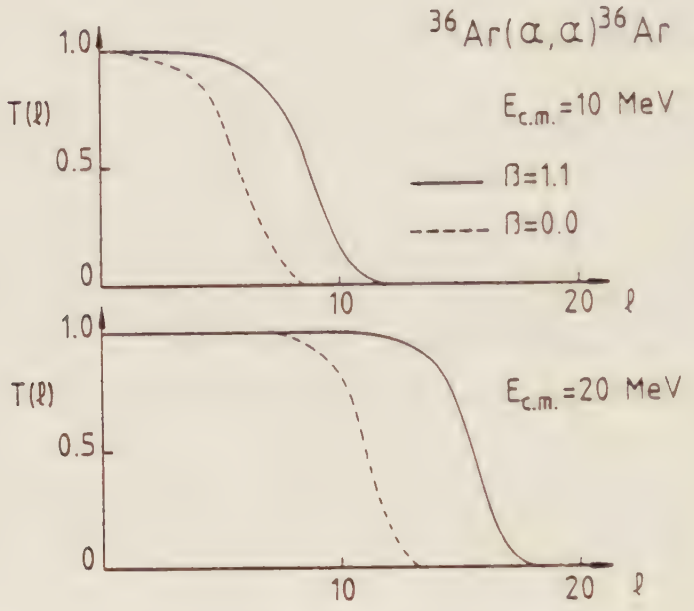


Fig.44. Coefficients de transmission calculés à E_{cm} = 10 et 20 MeV avec et sans déformation.

Nous n'avons pas effectué de calculs similaires pour les coefficients de transmission qui décrivent l'émission de neutrons, puisque ce processus est peu probable pour les grands moments angulaires (voir fig. 27).

Cette méthode de calcul est extrèmement rudimentaire. Une dérivation exacte nécessiterait de considérer que les particules peuvent être émises en tous les points de la surface du noyau composé. Ceci conduirait à calculer les coefficients de transmission $T(\Omega_i)$ pour toutes les orientations Ω_i du noyau dans le système du laboratoire (fig. 42). Ces T_ℓ seraient ainsi donnés par l'intégrale.

$$T_\ell = \int T(\Omega_i) d\Omega_i$$

puisque l'angle Ω_i n'est pas une observable. Le calcul simple effectué sous estime β_2.

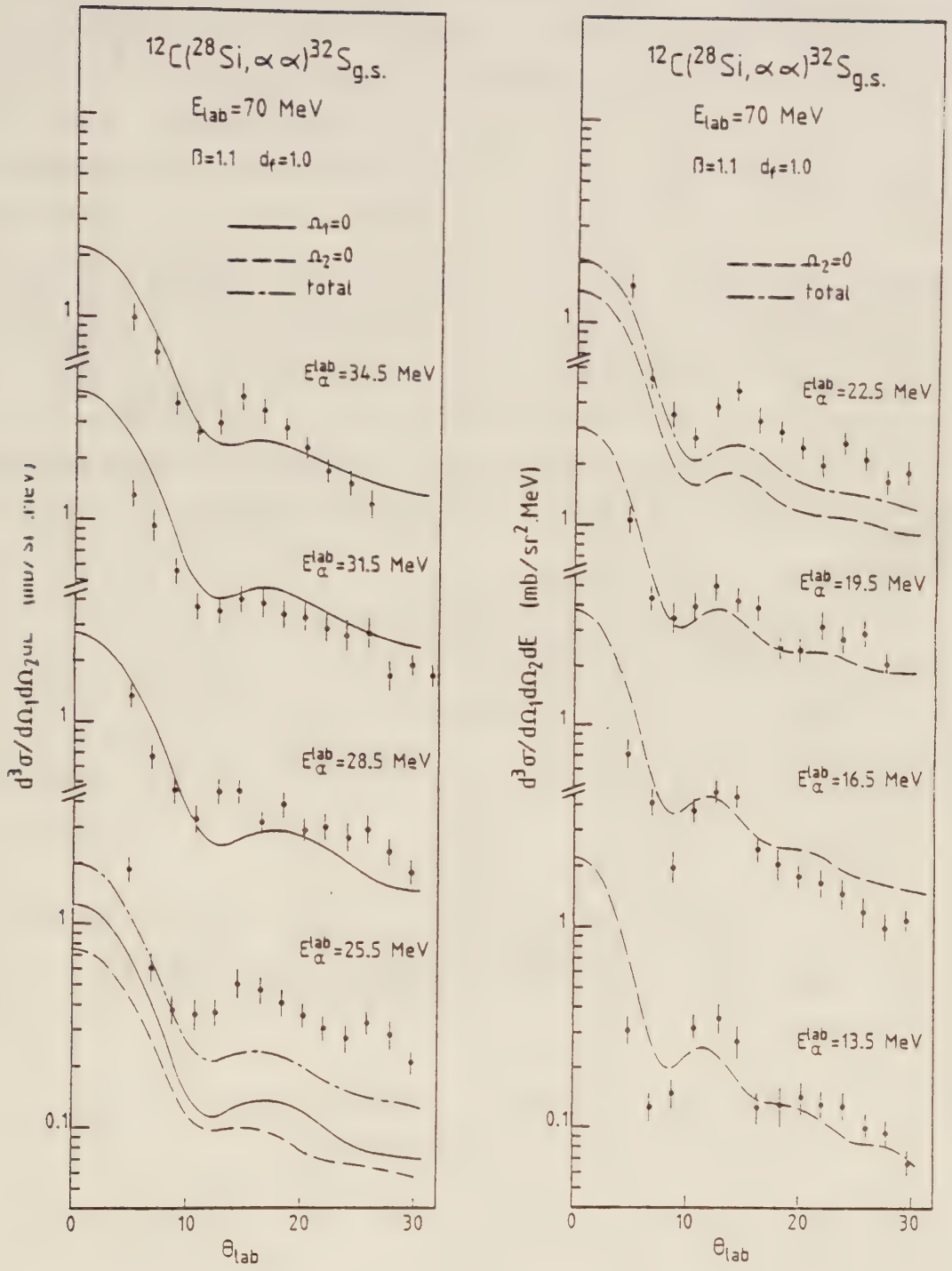


Fig.45. Les corrélations angulaires pour différentes tranches d'énergie des particules détectées à zéro degré en présence d'une déformation du noyau composé.

IV.6.2. Calcul des corrélations angulaires en présence d'une déformation dynamique du noyau composé. Nous avons introduit dans le code CASCADE les coefficients de transmission qui décrivent la désexcitation du noyau composé déformé ^{40}Ca, nous avons calculé les corrélations angulaires pour différents paramètres de déformation β_2. Nous avons obtenu un bon accord entre expérience et théorie pour la valeur très grande $\beta_2 \sim 1,1$. La précision de ces calculs nous a conduits à estimer l'erreur sur le paramètre β_2 à 0,3.

Le résultat de ce dernier calcul est présenté sur la fig. 45 . On peut voir sur cette figure que le calcul reproduit bien maintenant la position des oscillations de la section efficace des transitions $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar + \alpha_1$ (partie droite de la figure). L'accord entre l'expérience et la théorie pour les transitions $^{36}Ar \rightarrow ^{32}S + \alpha_2$ (partie gauche de la figure) reste pratiquement inchangé puisque nous n'avons pas modifié les coefficients de transmission correspondant à cette étape.

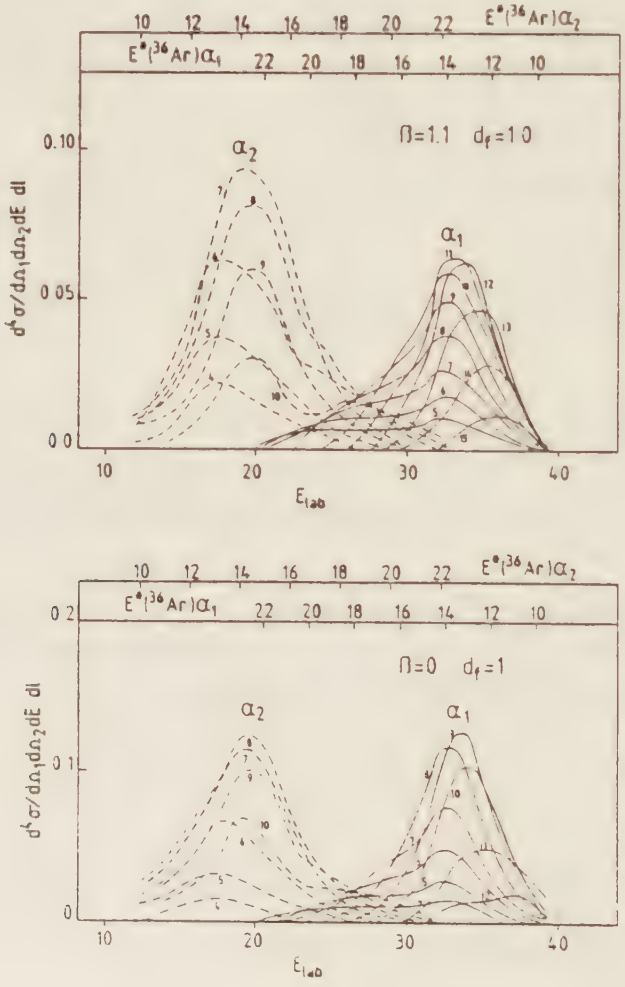


Fig. 46. La composition suivant les moments angulaires l_1, l_2 de la section efficace $d\sigma_1/d\Omega_1 d\Omega_2 dE dl$ pour $\Omega_1 = \Omega_2 = 180°$ avec et sans déformation.

Un examen minutieux révèle cependant de faibles différences dans les sections efficaces $d^4\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE\, d\ell$ calculées avec $\beta_2=0$ et $\beta_2 = 1,1$ même pour les transitions $^{36}Ar \rightarrow {}^{32}S+\alpha_2$. Ceci est dû au terme de couplage des moments angulaires $\vec{\ell}_1\vec{\ell}_2 \langle \ell_1 \ell_2 00 | J_0 0\rangle$ qui impose que toute modification du moment angulaire $\vec{\ell}_1$ se répercute sur $\vec{\ell}_2$.

Pour illustrer cette dépendance nous avons tracé (fig. 46) la composition, suivant les moments angulaires, de la section efficace $d^4\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE d\ell$ avec et sans déformation. On peut constater que la déformation conduit à des grandes modifications de la distribution des moments angulaires pour les transitions α_1, tandis qu'elle a un faible effet sur la distribution des moments angulaires pour les transitions α_2.

IV.7. Remarques concernant les calculs que nous avons faits.

Nous avons voulu nous assurer que l'introduction de la déformation dans le code CASCADE ne détruit pas l'accord obtenu pour les fonctions d'excitation du processus qui conduit aux niveaux 0^+ et 2^+ de ^{32}S, fig. 32. Sur la figure 47 nous avons porté, avec les points expérimentaux de la fonction d'excitation de la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ qui conduit au niveaux 0^+ et 2^+ de ^{32}S, les fonctions d'excitation calculées avec le code CASCADE pour un noyau composé sphérique ou déformé. La déformation augmente la probabilité de peuplement des niveaux excités.

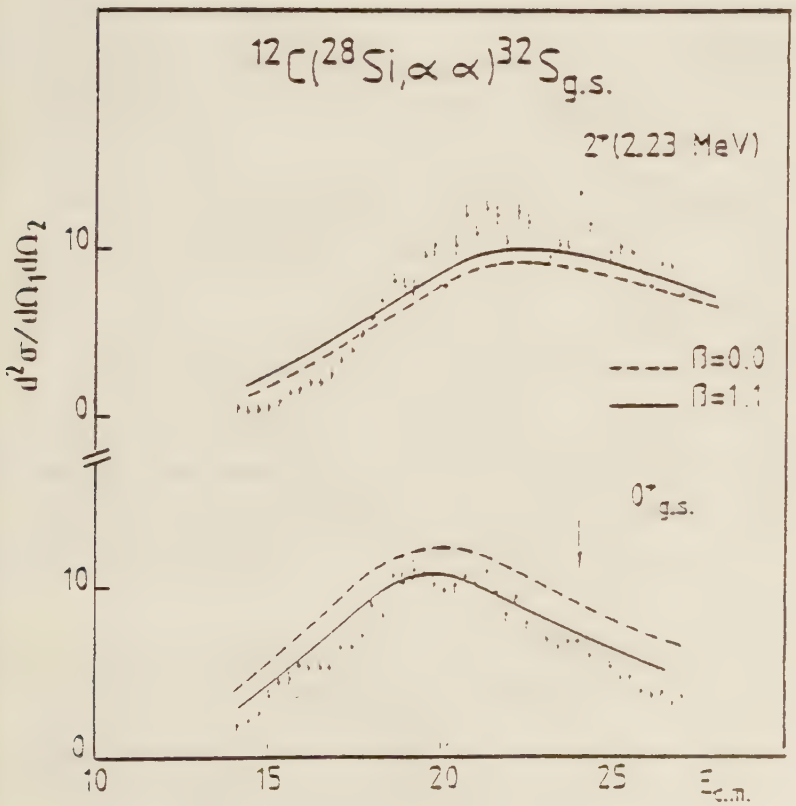


Fig. 47. Fonction d'excitation $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$. Les calculs sont faits avec le code CASCADE pour $\beta_2=1,1$ (trait continu) et $\beta_2=0$ (tirets)

On peut, en effet, constater sur la figure 47 que l'introduction de la déformation diminue la section efficace de peuplement du 0^+ de 20 % environ tandis qu'elle augmente celle du 2^+ de 10 %.

Ceci a pour effet d'améliorer l'accord entre l'expérience et le calcul. Il en est de même dans le cas de la corrélation angulaire (fig. 48), on voit que l'introduction d'une déformation du noyau composé ^{40}Ca améliore l'accord expérience-calcul pour la forme de la courbe ainsi que pour les valeurs absolues des sections efficaces, mais l'accord aux très petits angles reste très mauvais (fig. 48). Ces résultats sont en faveur d'une déformation du noyau composé.

Sur la figure 49, nous avons tracé pour $\beta_2 = 0$ et $\beta_2 = 1,1$ les sections efficaces $d^3\sigma_{\alpha\alpha}(g.s.)/d\ell d\Omega_1 d\Omega_2$ qui montrent la localisation du moment angulaire ℓ_1 et ℓ_2 lors de ces transitions. Ces courbes ont approximativement la forme d'une gaussienne de moment angulaire moyen $<\ell>$ et d'une largeur à mi-hauteur $\Delta\ell$. On constate que la variation de la déformation β_2 de 0 à 1,1 conduit à une variation du moment angulaire moyen $<\ell_1>$ de l'ordre de $3\hbar$ tandis que le moment angulaire $<\ell_2>$ varie peu avec la déformation. Cette variation du moment angulaire $<\ell_1>$ est plus grande que celle autorisée par l'abaissement de la barrière coulombienne due aux effets de température, estimée à $0,5\ \hbar$.

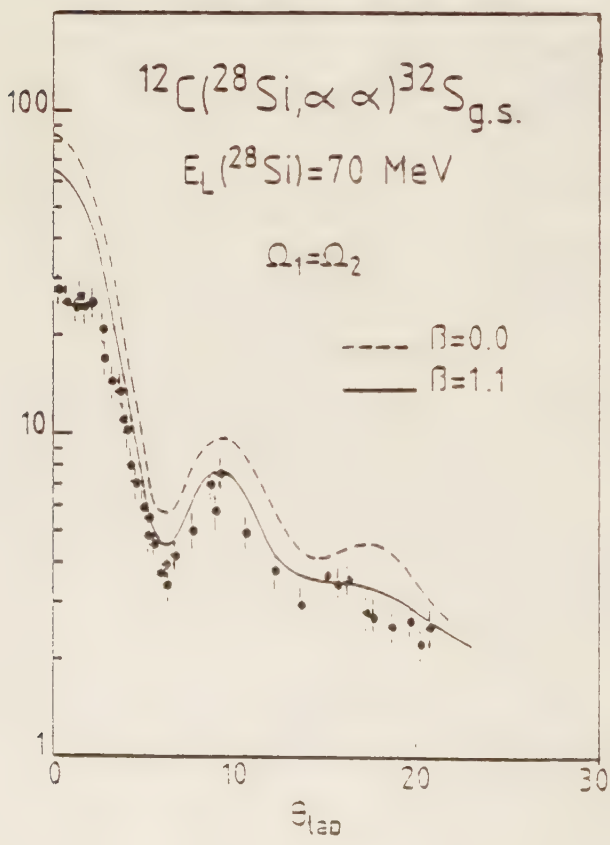


Fig. 48. Corrélations angulaires dans la géométrie $\Omega_1=\Omega_2$. Les deux calculs correspondent à $\beta=0$ et $\beta=1,1$.

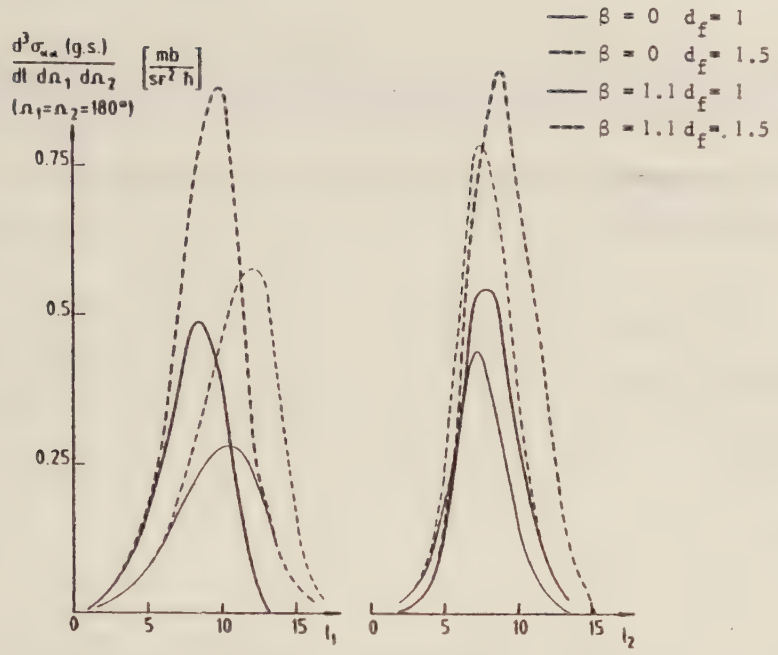


Fig. 49. Localisation des sections efficaces qui décrivent la première et la deuxième transition dans l'espace des moments angulaires ℓ_1 et ℓ_2 respectivement

Nous confirmons ainsi les conclusions du paragraphe IV.5 où nous avions dit que l'effet de la température seul n'est pas capable de rendre compte du désaccord entre l'expérience et la théorie pour les transitions $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}Ar+\alpha$. Cependant cet effet, en tout état de cause, peut conduire à une réduction de la déformation β_2 obtenue expérimentalement lorsqu'il sera inclus dans le calcul.

Il faut enfin noter que d'une façon générale, même si les calculs que nous avons effectués reproduisent bien la position des oscillations, ils n'arrivent pas à reproduire leur amplitude. Ceci est certainement dû au fait que le code CASCADE ne traite pas convenablement la distribution des différentes valeurs ℓ_1, exprimée par $\Delta\ell$, qui contribuent au calcul.

IV.8. Calcul des corrélations angulaires pour les transitions qui conduisent au niveau 2^+ du ^{32}S.

Lorsque la désexcitation du noyau composé par émission de deux particules α conduit à un niveau du noyau final autre que le fondamental 0^+, le spin J_2 ainsi que sa projection m_{J_2} ne sont plus nuls. Ceci implique que la corrélation angulaire est proportionnelle au carré d'une sommation de coefficients de Clebsch-Gordan et d'harmoniques sphériques $Y_\ell^m(\Omega)$ [formules (9) et (10)] dont les termes de phase exp (miϕ) ne s'annulent pas.

Nous avons calculé, à l'aide du programme CORGENE, les corrélations angulaires qui conduisent au niveau 2^+ de ^{32}S pour les deux géométries que nous avons utilisées.

Sur la fig. 50 nous avons porté les points expérimentaux pour la géométrie $\Omega_{1(2)} = 0, \Omega_{2(1)} \neq 0$ ainsi que le résultat du calcul pour $\beta_2 = 0$ et $\beta_2 = 1,1$. Sur la figure 51 nous avons porté les points expérimentaux pour la géométrie $\Omega_1 = \Omega_2$ et les courbes calculées correspondantes.

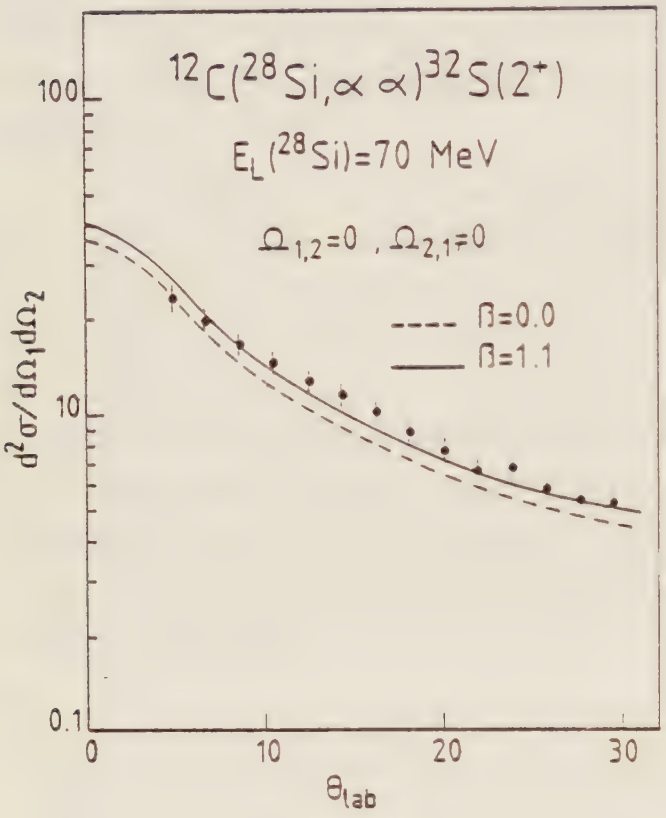


Fig. 50. Corrélations angulaires $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ (2^+) dans la géométrie $\Omega_{1(2)}=0$ $\Omega_{2(1)}\neq 0$. Les courbes ont été calculées avec $\beta_2=1,1$ (trait continu) et $\beta_2=0$ (tirets).

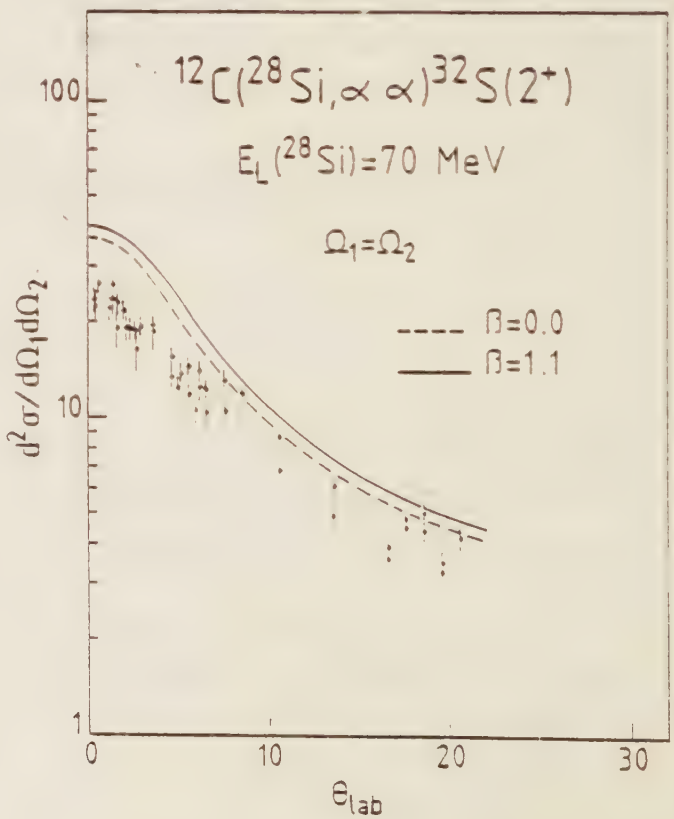


Fig. 51. Corrélations angulaires $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ (2^+) dans la géométrie $\Omega_1=\Omega_2$. Les courbes ont été calculées avec $\beta_2=1,1$ (trait continu) et $\beta_2=0$ (tirets).

Dans ce cas également le calcul effectué avec $\beta_2 = 1,1$ reproduit aussi bien les résultats expérimentaux que celui fait avec $\beta_2 = 0$.

L'interférence des termes de phase, différente dans les sommations (9) et (10), enlève toute oscillation aux courbes calculées.

Ainsi la mesure de la déformation dynamique du noyau composé par la méthode des corrélations angulaires ne peut se faire que lorsque la désexcitation séquentielle du noyau composé conduit à des niveaux de spin nul.

Dans ce chapitre nous avons comparé les valeurs moyennes des fonctions d'excitation et des spectres ainsi que les corrélations angulaires aux prédictions du modèle statistique.

Ce modèle reproduit bien l'allure générale des fonctions d'excitation et des spectres, l'accord sur les valeurs absolues est assez satisfaisant.

Pour reproduire les corrélations angulaires qui conduisent à l'état fondamental de ^{32}S nous avons été amenés à introduire une déformation dynamique $\beta_2 = 1,1 \pm 0,3$ pour le noyau composé initial. Cette déformation a aussi pour effet d'améliorer l'accord sur les valeurs absolues entre les sections efficaces calculées et expérimentales.

Notons enfin que cette grande déformation dynamique ne peut être due que pour une faible part à un simple effet de température.

Chapitre V

ETUDE DES STRUCTURES OBSERVEES DANS LES SPECTRES DE ^{36}Ar

Dans ce chapitre nous allons étudier les structures observées sur les spectres $\alpha\alpha$ (fig. 16). Ces structures ont les caractéristiques suivantes :

. elles suivent un comportement cinématique plus complexe que celui propre aux transitions par un état discret dans ^{36}Ar,

. on ne peut les suivre d'une énergie incidente à l'autre que lorsqu'on détecte les deux particules près de zéro degré et que l'on utilise une cible épaisse qui moyenne l'énergie au moins sur 300 keV. C'est dans la transition vers l'état fondamental de ^{32}S qu'elles sont le plus prononcées.

. avec une cible mince ($\Delta E \sim 100$ keV) elles sont plus fines.

Ce comportement nous a conduit à émettre trois hypothèses sur l'origine de ces structures. Elles pourraient correspondre à :

i) des fluctuations statistiques dues à la largeur de cohérence dans ^{36}Ar,

ii) des fluctuations de la densité de niveaux dans ^{36}Ar,

iii) des fluctuations statistiques dues à la largeur de cohérence dans ^{40}Ca.

V.1. Examen des différents types de fluctuations qui peuvent conduire à des structures dans le spectre de ^{36}Ar.

Selon la première hypothèse que nous avons émise sur l'origine de ces

structures, elles correspondraient à des fluctuations statistiques dues à la largeur de cohérence dans ^{36}Ar. Ces fluctuations, du type des fluctuations d'Ericson [Er-63], se produisent lorsque les niveaux du noyau composé se recouvrent, c'est-à-dire lorsque $\Gamma/D \gg 1$, où Γ est la largeur des niveaux et D leur espacement moyen.

Afin d'examiner cette hypothèse nous avons calculé la matrice de transition (E_x, J_1) du noyau ^{36}Ar lorsque la désexcitation séquentielle $(\alpha_1\alpha_2)$ conduit au niveau fondamental de ^{32}S (fig. 52).

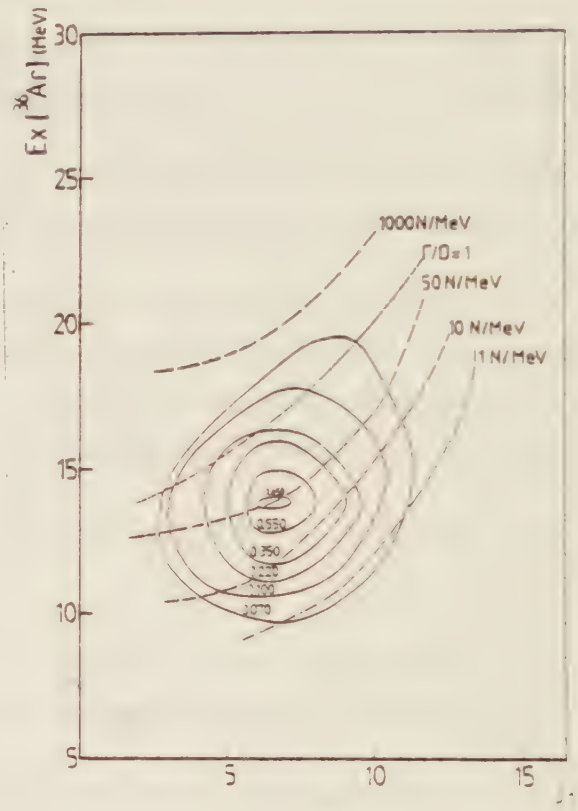


Fig. 52. Matrice de transition pour ^{36}Ar lors de la désexcitation du noyau composé ^{40}Ca pour arriver au niveau fondamental de ^{32}S . Les courbes en trait continu représentent les sections efficaces de transition en mb/MeV ħ. Les courbes en tirets sont les lieux géométriques de l'espace (E_x, J_1) où le nombre de niveaux est constant. La courbe en pointillé celui où $\Gamma/D \simeq 1$.

Dans ce cas, le moment angulaire total J_1 du noyau composé intermédiaire ^{36}Ar est égal au moment angulaire ℓ_2 emporté par les particules α_2.

L'analyse des corrélations angulaires a montré que la valeur moyenne de ℓ_2 est 7 ħ (fig. 49). Cette valeur est en accord avec la position à $J_1 = 7$ ħ du maximum de la section efficace de transition par ^{36}Ar observé sur la figure 52.

Ce calcul montre que les transitions $\alpha_1\alpha_2$ s'effectuent par une région de l'espace $(E_x(^{36}Ar), J_1)$ où le nombre N de niveaux par MeV est de l'ordre de 50

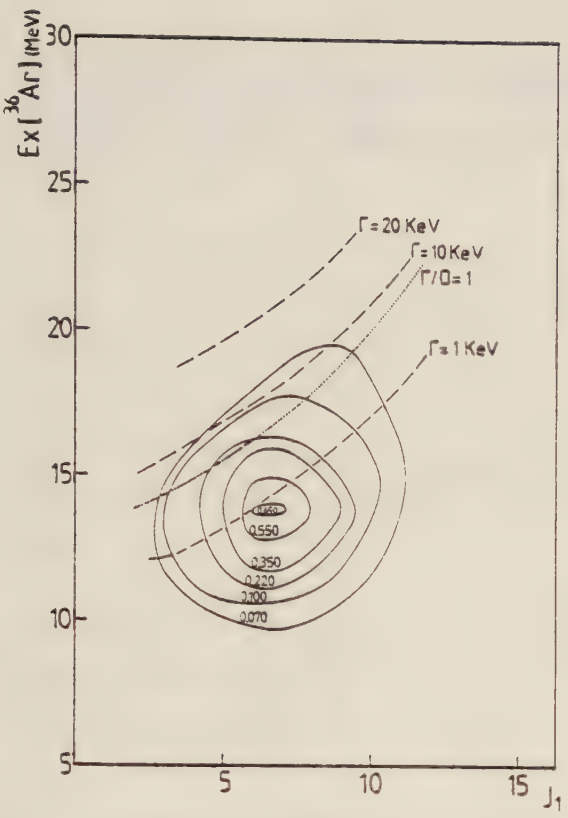


Fig. 53. La même que la fig. 52, mais les courbes en tirets sont maintenant les lieux géométriques de l'espace (E_x, J_1) où la largeur de cohérence est constante.

et où la largeur de cohérence Γ de ^{36}Ar est de 1 keV, donc où les niveaux ne se recouvrent pas.

La confirmation des calculs statistiques par les corrélations angulaires et la connaissance expérimentale de la densité de niveaux de ^{36}Ar nous ont conduits à admettre que $\Gamma/D \ll 1$ et à rejeter la première hypothèse selon laquelle l'origine des structures dans ^{36}Ar serait des fluctuations statistiques du type Ericson.

Dans cette région de haute énergie d'excitation nous ne résolvons pas les niveaux individuels, nous pouvons donc être en présence de fluctuations de la densité de niveaux connues sous le nom de fluctuations de Moldauer [Mo-64]. Elles constituent notre deuxième hypothèse sur l'origine des structures.

On connait peu de choses sur ce type de fluctuations. Elles résultent certainement de la structure nucléaire. Comme on ne sait pas décrire autrement ces niveaux on les traite d'une manière statistique. Ce type de fluctuations peut se trouver effectivement à l'origine des structures observées dans ^{36}Ar. Nous examinerons plus loin les conséquences de cette hypothèse.

Selon notre troisième et dernière hypothèse ces structures seraient dues à des fluctuations statistiques du type Ericson dans le noyau composé ^{40}Ca.

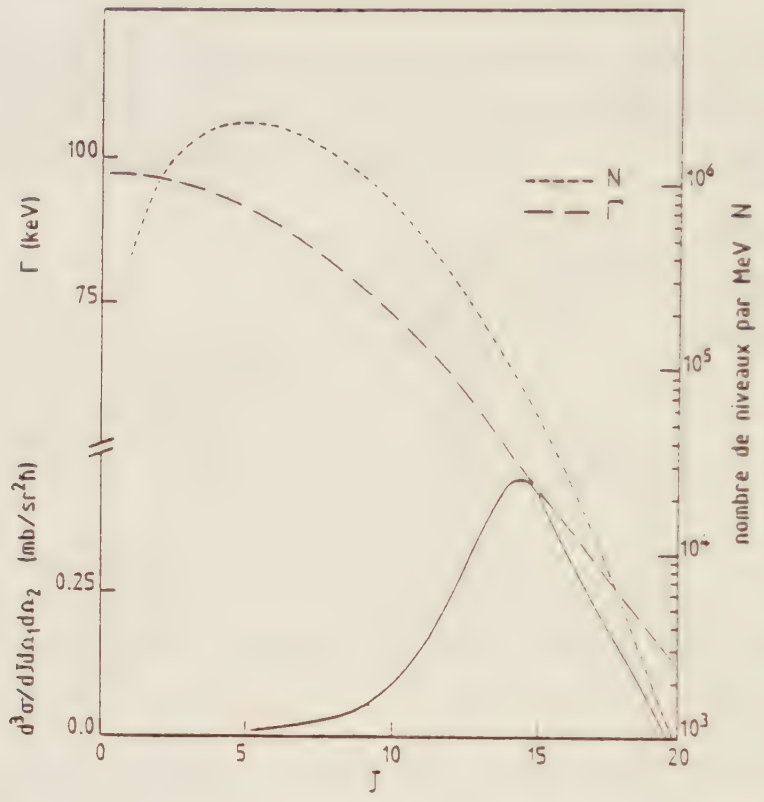


Fig. 54. La courbe en trait interrompu représente la largeur de cohérence Γ calculée pour $^{40}Ca^{*}$ (E_x = 34,4 MeV), la courbe en tirets le nombre de niveaux par MeV et celle en trait continu la section efficace dans la voie d'entrée.

En effet sur la figure 54 nous avons porté le nombre de niveaux par MeV ainsi que la largeur de cohérence du noyau composé ^{40}Ca, calculés pour une énergie incidente de ^{28}Si de 70 MeV. Sur cette même figure nous avons porté aussi la section efficace de formation du noyau composé, calculée avec notre programme CORANG. Pour les moments angulaires les plus probables nous sommes en présence de 10^5 niveaux par MeV et d'une largeur de cohérence de 45 keV, c'est-à-dire dans les conditions tout-à-fait propices pour que les fluctuations du type Ericson se manifestent.

De cette discussion on peut conclure que les structures observées dans

les spectres de ^{36}Ar peuvent effectivement être dues à des fluctuations de la densité de niveaux dans le noyau ^{36}Ar et à des fluctuations du type Ericson dans le noyau ^{40}Ca.

La théorie des fluctuations statistiques a été développée pour des réactions binaires qui conduisent à un niveau isolé. Notre cas est plus compliqué car les transitions $^{40}Ca \rightarrow ^{36}Ar + \alpha_1$ conduisent à une région de grande densité de niveaux (fig. 52). Nous avons donc été obligés de calculer des expressions analytiques pour des réactions qui conduisent à des niveaux de ^{36}Ar non résolus expérimentalement, avec la difficulté supplémentaire que le nombre de niveaux peut fluctuer.

Dans ce calcul nous avons suivi de près la théorie d'Ericson et nous avons supposé que la fluctuation du nombre de niveaux dans ^{36}Ar suit une distribution normale.

V.2. Rappels de la théorie des fluctuations statistiques

La dérivation complète de la théorie des fluctuations statistiques dans la région $\Gamma/D \gg 1$ a été faite par Ericsson [Er-63] et [Br-63].

Nous allons simplement rappeler ici quelques relations utiles pour la suite de notre exposé.

Pour étudier les fluctuations autour de la valeur moyenne $\langle\sigma_{\alpha\alpha'}\rangle$, où α et α' désignent les états initial et final du système en collision, Ericson a introduit la fonction de corrélation

$$F(\varepsilon) = \langle\sigma(E+\varepsilon)\sigma(E)\rangle - \langle\sigma\rangle^2 \qquad (25)$$

En particulier lorsque $\varepsilon=0$ la fonction de corrélation $F(\varepsilon=0)$ est égale à la variance de la section efficace $\sigma(E)$

$$F(\varepsilon=0) = \langle(\sigma(E) - \langle\sigma\rangle)^2\rangle = \langle(\delta\sigma(E))^2\rangle \qquad (26)$$

La fonction de corrélation $F(\varepsilon)$, en l'absence de contributions directes et quand tous les moments angulaires sont nuls, prend la forme :

$$F(\varepsilon) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2} \langle\sigma_{\alpha\alpha'}\rangle^2 \qquad (27)$$

La largeur de cohérence Γ est reliée à la vie moyenne τ du système composé

par la relation $\tau = \hbar/\Gamma$.

On peut dire aussi que l'incertitude sur l'énergie d'un état intermédiaire rend possible la contribution de cet état à la réaction dans un intervalle d'énergie Γ autour de l'énergie de résonance E, ceci introduit des corrélations des amplitudes dans ce domaine d'énergie.

La corrélation de deux fonctions d'excitation qui conduisent à des états finals différents est nulle. Dans la pratique on utilise souvent la fonction de corrélation normalisée exprimée par la relation

$$R(\alpha\alpha',\varepsilon) = \frac{\langle\sigma_{\alpha\alpha'}(E+\varepsilon)\sigma_{\alpha\alpha'}(E)\rangle}{\langle\sigma\rangle^2} - 1 \qquad (28)$$

$$= \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+\varepsilon^2} R(\alpha\alpha',\varepsilon = 0)$$

où

$$R(\alpha\alpha',\varepsilon = 0) = \frac{F(\alpha\alpha',\varepsilon = 0)}{\langle\sigma_{\alpha\alpha'}\rangle^2} = \frac{\langle(\delta\sigma(E))^2\rangle}{\langle\sigma_{\alpha\alpha'}\rangle^2} \qquad (29)$$

Ericson a démontré que ce terme est de l'ordre de grandeur de $1/N$ où N est le nombre effectif de voies indépendantes qui relient α à α' lorsqu'on considère tous les moments angulaires qui contribuent.

On aboutit ainsi à l'expression habituelle de la fonction de corrélation normalisée en absence de contributions directes

$$R(\alpha\alpha',\varepsilon) = \frac{1}{N}\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+\varepsilon^2} \qquad (30)$$

Le fait important à retenir est que les différentes voies de moment magnétique contribuent de façon incohérente. L'équation (30) montre que la fluctuation est d'autant plus faible que le nombre de voies est grand.

Ces fluctuations se manifesteront directement par des structures dans les fonctions d'excitation, et sur les spectres des noyaux résiduels par les fluctuations des intensités relatives de peuplement des différents niveaux.

En sommant les sections efficaces, soit sur de nombreuses voies d'entrée, soit sur de nombreux états finals, les fluctuations s'atténueront et finiront par disparaître.

La fluctuation sera maximale à 0° et à 180° puisque la mesure à ces angles impose des restrictions importantes sur les sous-états magnétiques qui peuvent contribuer.

On peut aussi définir une fonction de corrélation angulaire croisée $F(\varepsilon = 0, \theta_1\theta_2)$. Brink el al. [Br-64] ont montré que la corrélation de section efficace en fonction de l'angle d'émission des particules est gouvernée par un angle de cohérence dont l'ordre de grandeur est $(KR)^{-1}$.

V.3. La théorie des fluctuations statistiques pour des états finals non résolus et dont la densité peut fluctuer.

Dans ce chapitre nous allons dériver des expressions des fluctuations statistiques utilisables lorsque les états auxquels conduit la désexcitation du noyau composé ne sont pas résolus expérimentalement et que, de plus, la densité de ces niveaux peut fluctuer. Ces expressions devront permettre d'analyser les mesures que nous avons effectuées, c'est-à-dire les mesures des spectres α de la réaction $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ à une série d'énergies distantes de 100 keV.

a) Notations

Sur la figure 55 nous représentons schématiquement les formation et désexcitation du noyau composé ^{40}Ca, afin de définir les principales grandeurs que nous allons utiliser dans la suite de notre exposé.

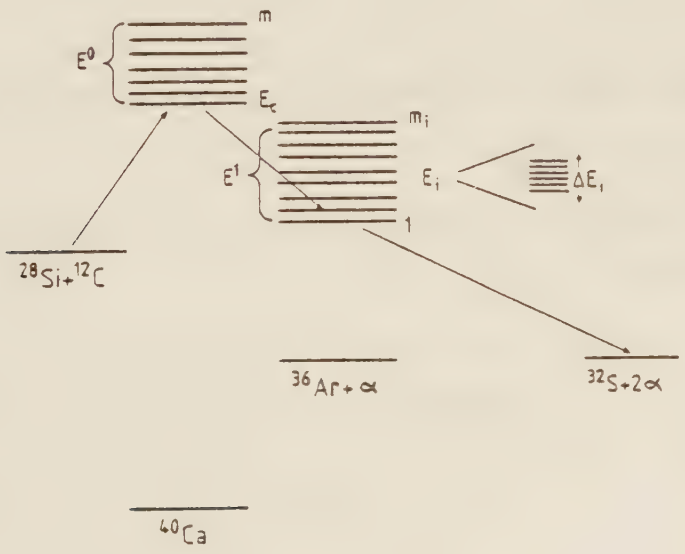


Fig. 55

E° - domaine d'énergie d'excitation du noyau composé initial (^{40}Ca) atteint lors de nos mesures.

E_c - Energie d'excitation du noyau composé initial (^{40}Ca)

m - Nombre de mesures à différentes énergies incidentes.

δE_c - Intervalle d'énergie d'excitation (^{40}Ca) entre deux mesures

$\varepsilon = x\delta E_c$ - Intervalle d'énergie d'excitation (^{40}Ca) total étudié.

E^1 - Domaine d'énergie d'excitation du noyau composé intermédiaire (^{36}Ar)

E_i - Energie d'excitation du noyau intermédiaire (^{36}Ar)

ΔE_i - Résolution expérimentale autour de E_i

$E_p(E_i)$ - désigne un niveau isolé dans l'intervalle ΔE_i autour de E_i

n_i - Nombre de niveaux dans l'intervalle ΔE_i

m_i - Nombre de points de mesure du spectre (^{36}Ar)

δE_1 - Intervalle d'énergie de deux points successifs du spectre

$\varepsilon_1 = x\delta E_1$ - Intervalle d'énergie sur le spectre (^{36}Ar).

σ_c - Section efficace de formation du noyau composé à l'énergie E_c.

b_i^c - Rapport d'embranchement de désexcitation du noyau composé (^{40}Ca) vers l'énergie E_i du noyau intermédiaire (^{36}Ar)

b_f^i - Rapport d'embranchement de désexcitation du noyau intermédiaire à l'énergie E_i vers l'état final (^{32}S)

$\sigma(E_c, E_i)$ - Section efficace intégrée dans l'intervalle ΔE_i pour l'énergie E_c du noyau composé.

$\sigma_p(E_c, E_i)$ - Section efficace d'un niveau isolé dans l'intervalle ΔE_i pour l'énergie E_c du noyau composé.

b) Conditions d'application de l'analyse de nos données en termes de fluctuations statistiques

La théorie des fluctuations statistiques permet de calculer les fonctions de corrélation d'une réaction binaire conduisant à un état final bien défini.

Dans notre cas nous avons une section efficace de la forme $\sigma = \sigma_c b_i^c b_f^i$. Pour simplifier nous allons faire l'hypothèse que les rapports d'embranchement b_f^i ne fluctuent pas et traiter l'état du noyau intermédiaire à l'énergie d'excitation E_i comme l'état final. Cette simplification est justifiée dans la mesure où nous sommes dans une région d'excitation de ^{36}Ar où $\Gamma/D<1$. Un calcul incluant la fluctuation de ces rapports conduit sensiblement au même résultat, il sera donné par ailleurs. Dans l'analyse des fluctuations le rapport d'embranchement b_f^i agit donc comme un atténuateur du nombre effectif des voies.

La résolution expérimentale ne permet pas de résoudre les niveaux de ^{36}Ar. Dans l'intervalle d'énergie ΔE_i (notre résolution expérimentale) au tour de l'énergie E_i, n_i niveaux contribuent. Ainsi la section efficace $\sigma(E_o,E_i)$ s'écrit comme la somme des sections efficaces partielles.

$$\sigma(E_c,E_i) = \sum_{n_i} \sigma_p(E_c,E_i) = n_i \overline{\sigma_p(E_c,E_i)}$$

Notons que, si N est le nombre effectif de voies ouvertes pour peupler l'état final i, $n_i N$ sera le nombre effectif de voies pour peupler les n_i états finals de l'intervalle ΔE_i.

La valeur moyenne de la section efficace $\sigma(E_c,E_i)$ dans l'espace E^0 ou E^1 peut s'exprimer en fonction de la valeur moyenne de la section efficace partielle

$$<\sigma_p(E_c,E_i)>_{E^0} = <\sigma_p(E_c,E_i)>_{E^1} = <\sigma>$$

suivant les relations,

$$<\sigma(E_c,E_i)>_{E^0} = n_i<\sigma_p(E_c,E_i)>_{E^0} = n_i<\sigma> \qquad (31)$$

$$<\sigma(E_c,E_i)>_{E^1} = <n><\sigma_p(E_c,E_i)>_{E^1} = <n><\sigma> \qquad (32)$$

où $\langle n \rangle$ est le nombre moyen de niveaux n_i

c) Les fonctions de corrélations.

1- La fonction de corrélation dans le noyau composé de la voie d'entrée (moyenne sur E^0)

Compte tenu des relations (31) on peut maintenant calculer la fonction de corrélation d'une portion de spectre ΔE_i de ^{36}Ar pour différentes variations d'énergie ε dans le noyau composé ^{40}Ca.

$$R^0(\varepsilon) = \frac{\langle(\sigma(E_c,E_i)\sigma(E_c+\varepsilon,E_i))\rangle - n_i^2\langle\sigma\rangle^2}{n_i^2\langle\sigma\rangle^2}$$

$$= \frac{1}{(m-x)}\frac{1}{n_i^2\langle\sigma\rangle^2}\sum_{c=1}^{c=m-x}\sigma(E_c,E_i)\sigma(E_c+\varepsilon,E_i) - n_i^2\langle\sigma\rangle^2 \qquad (33)$$

où (m-x) est le nombre de points utilisé pour un intervalle ε donné. Compte tenu de la relation (30) $R^0(\varepsilon)$ s'écrit :

$$R^0(\varepsilon) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+\varepsilon^2}\frac{1}{n_i N} \qquad (34)$$

où Γ est la largeur de cohérence du noyau composé ^{40}Ca tandis que $n_i N$ est le nombre effectif de voies pour peupler les n_i états finals de l'intervalle ΔE_i.

Cette expression ne tient pas compte de la fluctuation de la densité de niveaux dans ^{36}Ar puisque nous avons considéré un intervalle d'énergie unique.

2 - Fonction d'autocorrélation d'un spectre (moyenne sur E^1)

Compte tenu de la relation (32) la fonction d'autocorrélation du spectre s'écrit

$$R^1(\varepsilon,\varepsilon_1=0) = \frac{\langle((\sigma(E_c,E_i))^2\rangle - \langle n\rangle^2\langle\sigma\rangle^2}{\langle n\rangle^2\langle\sigma\rangle^2} \qquad (35)$$

Le numérateur n'est rien d'autre que la variance du spectre. On peut considérer que les nombres de niveaux n_i et les sections efficaces $\sigma_p(E_i)$ sont des variables aléatoires indépendantes. La variance $V(\alpha\beta)$ d'un produit de deux variables aléatoires indépendantes est $V(\alpha\beta) = \langle\beta\rangle^2 V(\alpha) + \langle\alpha\rangle^2 V(\beta)$

[Ea-71] ce qui donne dans le cas présent

$$V(n_i\sigma_p(E_i)) = \langle n\rangle^2 V(\sigma_p(E_i)) + \langle\sigma\rangle^2 V(n_i)$$

étant donné que $V(n_i) = \langle n\rangle$ la fonction d'autocorrélation du spectre s'écrit

$$R^1(\varepsilon = 0,\ \varepsilon_1 = 0) = \frac{\sigma_p(E_i)}{\langle\sigma\rangle^2} + \frac{1}{\langle n\rangle} \qquad (36)$$

Ce qui exprime que les fluctuations observées dans les spectres autour de la valeur moyenne ont deux origines :

. les fluctuations statistiques induites par la largeur de cohérence de ^{40}Ca

. les fluctuations de la densité de niveaux de ^{36}Ar.

Notons que ce que l'on calcule habituellement dans l'analyse des fluctuations c'est la variance relative d'une fonction d'excitation vers un état ou une somme d'états finals. C'est cette variance relative qui est égale à $\frac{1}{N}$.

La variance du spectre $V(\sigma_p(E_i))$ dont nous parlons ici résulte de la fluctuation des intensités relatives des états excités formant le spectre et de leur densité.

3 - Autocorrélation croisée de spectres (moyennée sur E^1)

De la même façon nous pouvons calculer la fonction d'autocorrélation croisée par rapport aux énergies d'excitation E_c de ^{40}Ca.

$$R^1(\varepsilon,\varepsilon_1 = 0) = \frac{\langle\sigma(E_c,E_i)\sigma(E_c+\varepsilon,E_i)\rangle - \langle n\rangle^2\langle\sigma\rangle^2}{\langle n\rangle^2\langle\sigma\rangle^2} \qquad (37)$$

La covariance des sections efficaces $\sigma(E_c,E_i)$ pour deux énergies incidentes est nulle sauf si les différences d'énergies sont inférieures à la largeur de cohérence. En procédant de la même façon que dans le cas du calcul de la fonction d'autocorrélation d'un spectre nous obtenons :

$$R^1(\varepsilon,\varepsilon_1 = 0) = \frac{V(\sigma_p(E_i))}{\langle\sigma\rangle^2}\ \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+\varepsilon^2} + \frac{1}{\langle n\rangle} \qquad (38)$$

Le terme $\frac{V(\sigma_p(E_i))}{\langle\sigma\rangle^2}$ est de l'ordre de grandeur de l'inverse du nombre effectif de voies MOYEN.

Le terme $\frac{1}{\langle n\rangle}$ ne dépend pas de la largeur de cohérence Γ du noyau composé ^{40}Ca. Naturellement pour $\varepsilon = 0$ la fonction d'autocorrélation croisée (38) se réduit à l'expression de la fonction d'autocorrélation (36).

Etant donné que dans la région d'excitation de ^{36}Ar considérée où $\Gamma/D \ll 1$, il n'y a pas lieu de faire d'hypothèses sur une corrélation particulière ni pour la distribution des niveaux, ni pour les intensités relatives des transitions conduisant à ^{36}Ar, on s'attend à ce que la fonction de corrélation du spectre

$$R^1(\varepsilon=0,\varepsilon_1) = \frac{\langle\sigma(E_c,E_i)\sigma(E_c,E_i+\varepsilon_1)\rangle^2 - \langle n\rangle^2\langle\sigma\rangle^2}{\langle n\rangle^2\ \langle\sigma\rangle^2} \qquad (39)$$

s'annule lorsque ε_i devient plus grand que la résolution expérimentale ΔE.
La fonction de corrélation croisée

$$R^1(\varepsilon,\varepsilon_1) = \frac{\langle\sigma(E_c,E_i)\sigma(E_c+\varepsilon,E_i+\varepsilon_1)\rangle^2 - \langle n\rangle^2\ \langle\sigma\rangle^2}{\langle n\rangle^2\ \langle\sigma\rangle^2} \qquad (40)$$

a le même comportement que la fonction de corrélation du spectre pour une valeur donnée de ε.

Nous venons de montrer que l'on peut déterminer la largeur de cohérence, non seulement par l'analyse d'une fonction d'excitation mais aussi par l'analyse de corrélations croisées de deux spectres mesurés à des énergies différentes (dans notre cas le spectre est celui d'un noyau intermédiaire à haute énergie d'excitation).

Cette méthode utilisant la corrélation croisée de spectres présente deux avantages :

i) elle nous permet d'atteindre la densité de niveaux du noyau intermédiaire.

ii) elle permet d'obtenir la largeur de cohérence Γ en se limitant à des mesures dans un plus petit intervalle d'énergie d'excitation du noyau composé.

En effet, avec la méthode habituelle, pour obtenir Γ avec une précision $\Delta\Gamma$ il nous faut mesurer la fonction d'excitation dans l'intervalle d'énergie d'excitation du noyau composé ΔE^0 [Ri-74] tel que

$$\Delta E^0 = (\Gamma/\Delta\Gamma)^2 \, \pi\Gamma \qquad (41)$$

Pour les ions lourds les valeurs typiques de Γ sont de 0.1 MeV, ce qui implique des mesures dans un intervalle $E^0 \sim$ 30 MeV, pour une précision $\Delta\Gamma/\Gamma \sim 10$ %.

Naturellement dans un intervalle d'énergie aussi grand, les caractéristiques du noyau composé et éventuellement le mécanisme de réaction peuvent changer.

Lorsqu'on extrait la largeur de cohérence du noyau composé par le calcul des fonctions de corrélation des spectres résultant de sa désexcitation, un calcul simple de propagation d'erreur transforme l'équation (41) en :

$$\Delta E^0 = \frac{1}{\mathcal{N}} \left(\frac{\Gamma}{\Delta\Gamma} \right)^2 \pi\Gamma \qquad (42)$$

où $\mathcal{N}$ est le nombre de niveaux du spectre.

On constate que notre méthode permet d'obtenir la même précision sur la largeur de cohérence que la méthode précédente en réduisant l'intervalle d'énergie ΔE^0 d'un facteur $1/\mathcal{N}$.

V.4. Analyse de nos résultats

Pour obtenir des informations sur l'origine des structures observées dans les spectres de ^{36}Ar, nous avons mesuré la fonction d'excitation $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ de 70 à 71 MeV avec des pas en énergie de 100 keV. Le dispositif expérimental utilisé était le détecteur à localisation à deux plages à zéro degré. Lors de cette expérience nous avons également mesuré les spectres inclusifs des particules α_1 et α_2 correspondant aux deux étapes de désexcitation de ^{40}Ca. Dans tous les cas c'est directement sur les spectres α mesurés que nous avons effectué les analyses de corrélations.

V.4.1. Calcul de la section efficace moyenne $\langle\sigma\rangle$

Un des problèmes rencontrés lors des calculs des fonctions de corrélation

est celui de l'évaluation de la section efficace moyenne $\langle\sigma\rangle$.

Les expressions des fonctions de corrélation, § V.2, ont été calculées par Ericson pour des sections efficaces moyennes $\langle\sigma\rangle$ constantes dans l'intervalle d'énergie E^0. Mais en réalité on a affaire à des sections efficaces moyennes qui varient lentement avec l'énergie. Le calcul des fonctions de corrélation expérimentales se fait donc, en général, en remplaçant $\frac{\langle\sigma(E)\sigma(E+\varepsilon)\rangle}{\langle\sigma\rangle^2}$ par $\left\langle\frac{\sigma(E)\ \sigma(E+\varepsilon)}{\sigma(E)\ \sigma(E+\varepsilon)}\right\rangle$.

Lors de notre analyse nous avons déterminé $\langle\sigma\rangle$ par une analyse de Fourier. Nous avons calculé la transformée de Fourier des spectres d'énergie des particules α et supprimé les hautes fréquences en introduisant une coupure douce de ces dernières. La transformée de Fourier inverse du spectre ainsi traité a fourni les sections efficaces moyennes de nos calculs.

La courbe moyenne sera bien définie si $R^1(\varepsilon, \varepsilon_1 = 0)$ est constante pour une assez grande variation de l'intervalle Δ de l'énergie des particules α sur lequel on fait la moyenne [Pa-64].

La figure 56 fournit un exemple du comportement idéal de la valeur de la fluctuation calculée pour différentes valeurs de l'intervalle d'énergie Δ.

La présence d'un plateau est un critère de choix de la valeur Δ pour calculer la courbe moyenne. Cette description idéaliste n'est que rarement reproduite expérimentalement.

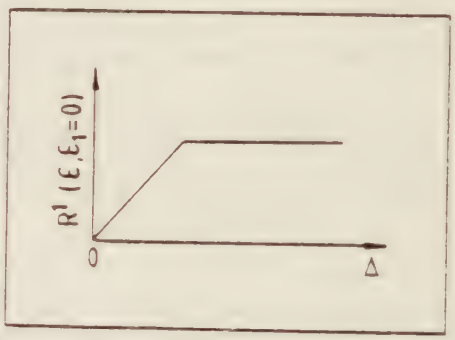


Fig. 56

Sur la figure 57 nous avons reporté la variation de $R^1(\varepsilon, \varepsilon_1 = 0)$ pour les transitions $\alpha\alpha$ qui conduisent aux niveaux 0^+ et 2^+ de ^{32}S, en fonction de l'intervalle Δ sur lequel est faite la moyenne.

Nous pouvons constater qu'il n'y a pas de plateau. Nous avons choisi la valeur Δ = 4.4 MeV pour laquelle un changement de pente se manifeste pour les transitions allant à l'état fondamental de ^{32}S.

Des exemples typiques de spectres moyens utilisés lors de notre analyse sont présentés sur les figs 58 et 59.

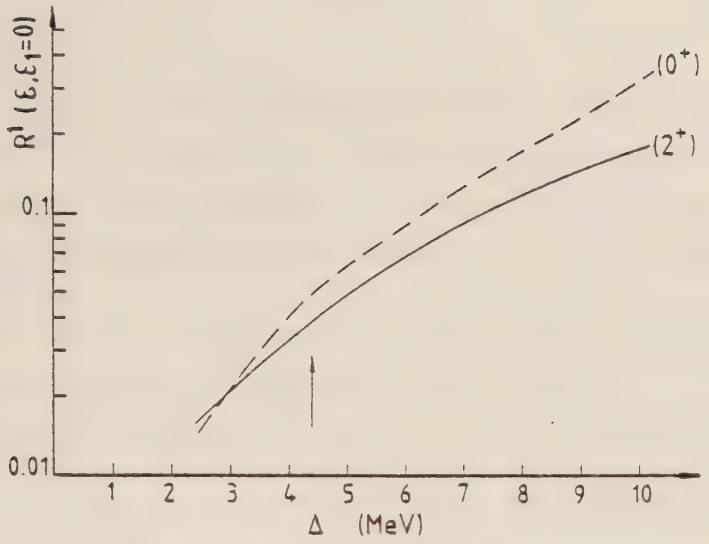


Fig. 57. Variation de $R^1(\varepsilon, \varepsilon^1 = 0)$ en fonction de l'intervalle Δ sur lequel est fait la moyenne.

Sur la figure 58 nous présentons le spectre correspondant à la désexcitation αα du noyau composé ^{40}Ca qui conduit au niveau 2^+ de ^{32}S, mesuré à E_{lab} = 70 MeV. La courbe en trait continu est celle utilisée pour notre analyse (Δ = 4,4 MeV) tandis que celle en tirets correspond à une moyenne sur un intervalle Δ de 10 MeV. La structure qui persiste sur la courbe moyenne a une origine physique simple. Les deux bosses extrêmes correspondent aux maximums des spectres α_2 et α_1 obtenus par le modèle statistique. Dans la bosse située au milieu du spectre il y a certainement une contribution de l'émission de ^8Be étant donné la géométrie de ces expériences. Il faut noter que la la valeur absolue de l'autocorrélation relative R n'affecte pas la détermination de la largeur de cohérence.

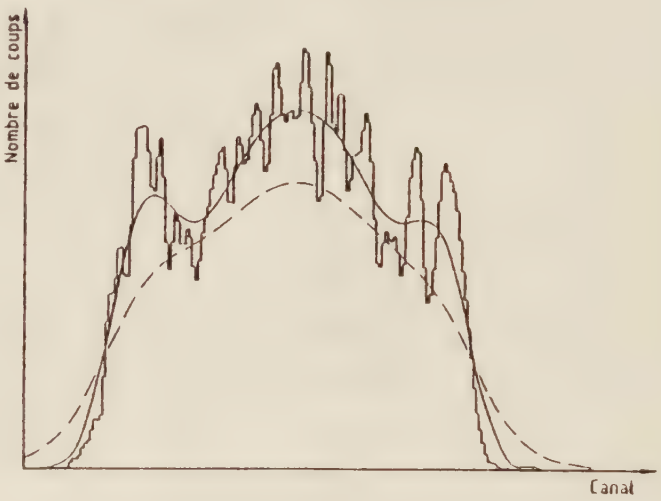


Fig. 58

C'est aussi parce que notre objectif était l'obtention de la largeur de cohérence que nous n'avons pas essayé de traiter explicitement la contribution directe .

Sur la figure 59 nous avons reporté le spectre α inclusif mesuré à 70 MeV et le spectre moyen utilisé lors des calculs de fonctions de corrélation. Dans ce cas également l'intervalle Δ est de 4,4 MeV.

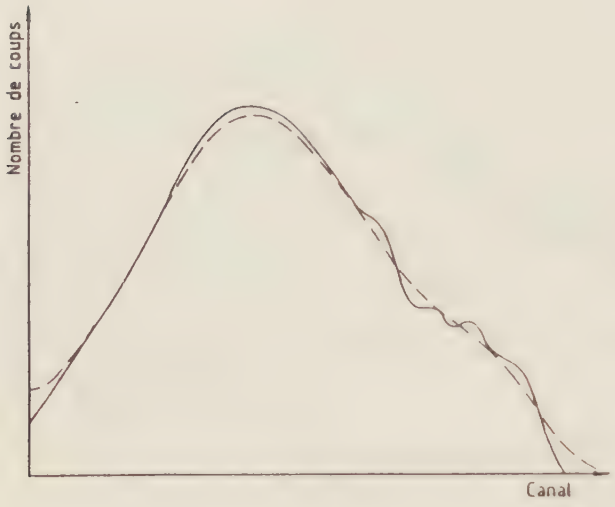


Fig. 59. Spectre inclusif de particules α

Notons que dans la région de haute énergie du spectre α des mesures inclusives (fig. 60) apparaissent des pics attribués par M. Paul [Pa-82] à des niveaux discrets dans ^{36}Ar.

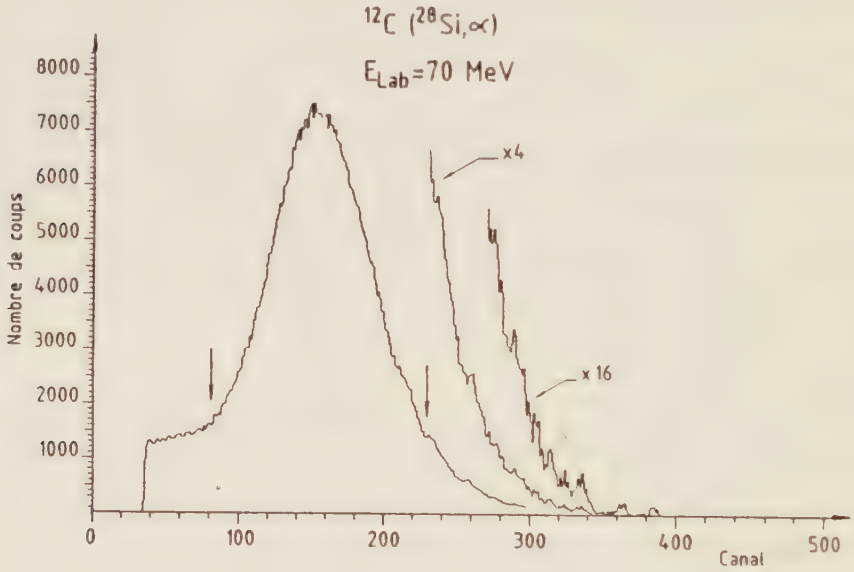


Fig. 60. Spectre inclusif de particules α

Lors des calculs des fonctions de corrélation nous n'avons pris en compte que la partie du spectre délimitée par les flèches.

V.4.2. Les fonctions de corrélation croisées $R^1(\varepsilon,\varepsilon_1)$

Nous avons calculé les fonctions de corrélation croisées des spectres en coïncidence et des spectres inclusifs mesurés à dix énergies différentes.

Nous avons fait ce calcul directement à partir des spectres de particules α, en prenant un intervalle δE_I élémentaire de un canal et pour origine le milieu du spectre. Cela explique la forme symétrique des fonctions de corrélation dont nous présentons des exemples sur les figures 61 et 62.

Sur la figure 61 nous montrons les fonctions de corrélation des spectres $\alpha\alpha$ qui conduisent au niveau fondamental et au niveau 2^+ de ^{32}S, tandis que, sur la figure 62, nous montrons les fonctions de corrélation des spectres inclusifs α.

Les fonctions de corrélation ont des pics autour de la valeur $\varepsilon_i = 0$, dont la largeur à mi-hauteur est approximativement égale à la résolution expérimentale, ainsi que nous l'attendions.

Les fluctuations des fonctions de corrélation dans la région des grands ε_i, où théoriquement elles devraient s'annuler, représentent l'incertitude sur la détermination de $R^1(\varepsilon, \varepsilon_1 = 0)$, nous les avons utilisées pour soustraire un fond et déterminer l'erreur sur la valeur de R.

V.4.3. Les fonctions de corrélation $R^{1I}(\varepsilon)$

Nous avons calculé les fonctions de corrélation $R^1(\varepsilon, \varepsilon_1)$ pour les transitions $\alpha\alpha$ qui conduisent au niveau fondamental et au niveau 2^+ de ^{32}S et pour deux pics qui se situent à 4,7 MeV et à 7 MeV d'excitation dans ^{32}S et correspondent à des groupes de niveaux.

Nous avons calculé également la fonction de corrélation des spectres inclusifs.

Nous venons de voir que la corrélation du spectre serait nulle pour $\varepsilon_1 \neq 0$ sans l'élargissement dû à la résolution ΔE_i. Nous avons donc déterminé $R^1(\varepsilon, \varepsilon_1)$ non en prenant le maximum des fonctions de corrélation croisées mais la surface du pic $R^{1I}(\varepsilon) = \int R^1(\varepsilon, \varepsilon_1) d\varepsilon_1$ en tenant compte du fond. Ceci permet de nous libérer de la résolution expérimentale.

Cette méthode a aussi l'avantage de nous libérer des effets de cinématique. En effet toutes les corrélations sont calculées à partir des courbes "coups-canal". La cinématique se manifestera donc dans la gamme des varia-

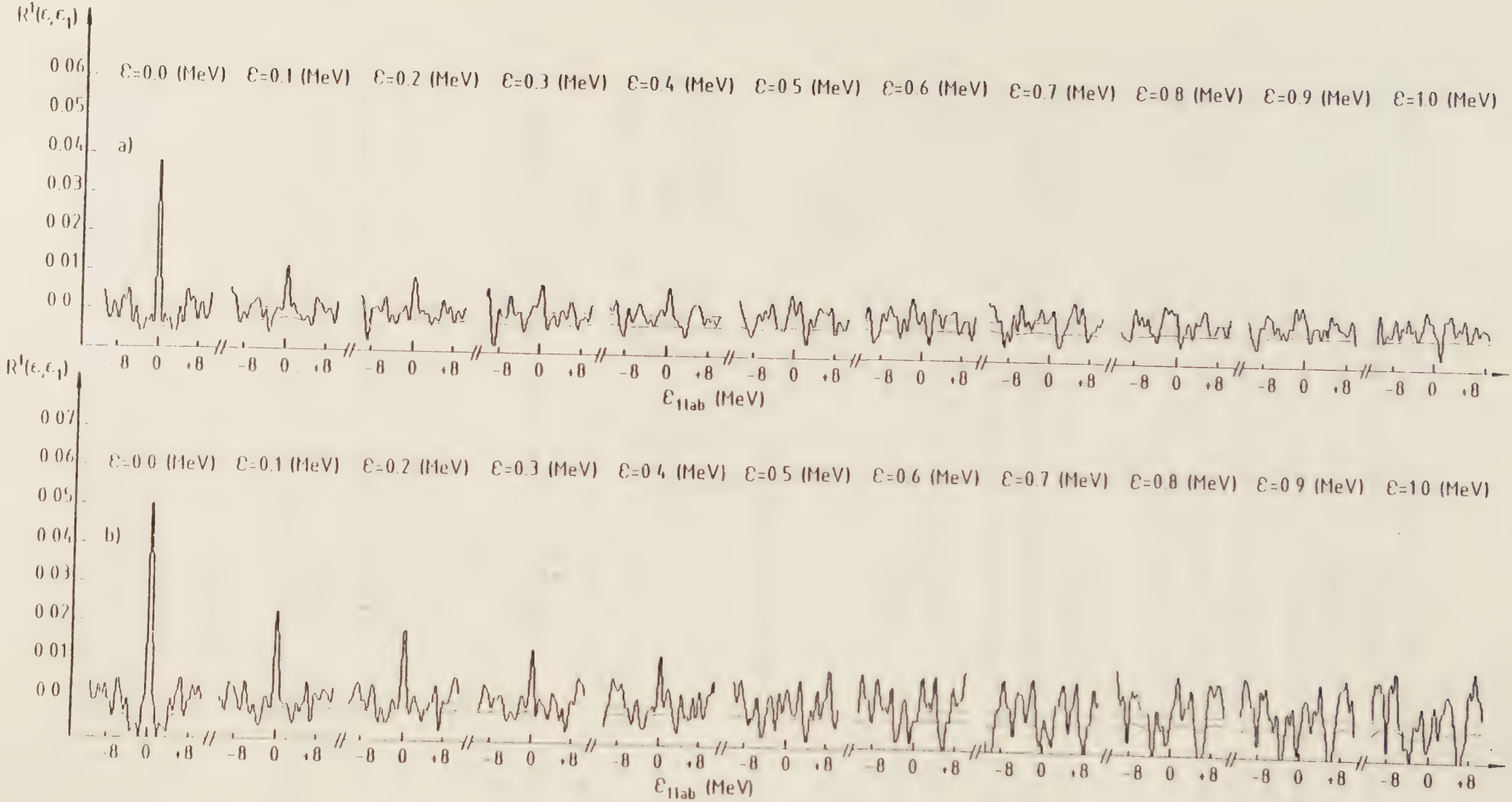


Fig. 61. Les fonctions de corrélation $R^1(\varepsilon,\varepsilon_1)$. La partie (a) correspond aux fonctions de corrélation $R^1(\varepsilon,\varepsilon_1)$ des spectres $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S(2^+)$ tandis que la partie (b) correspond à celle des spectres $^{11}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ g.s.

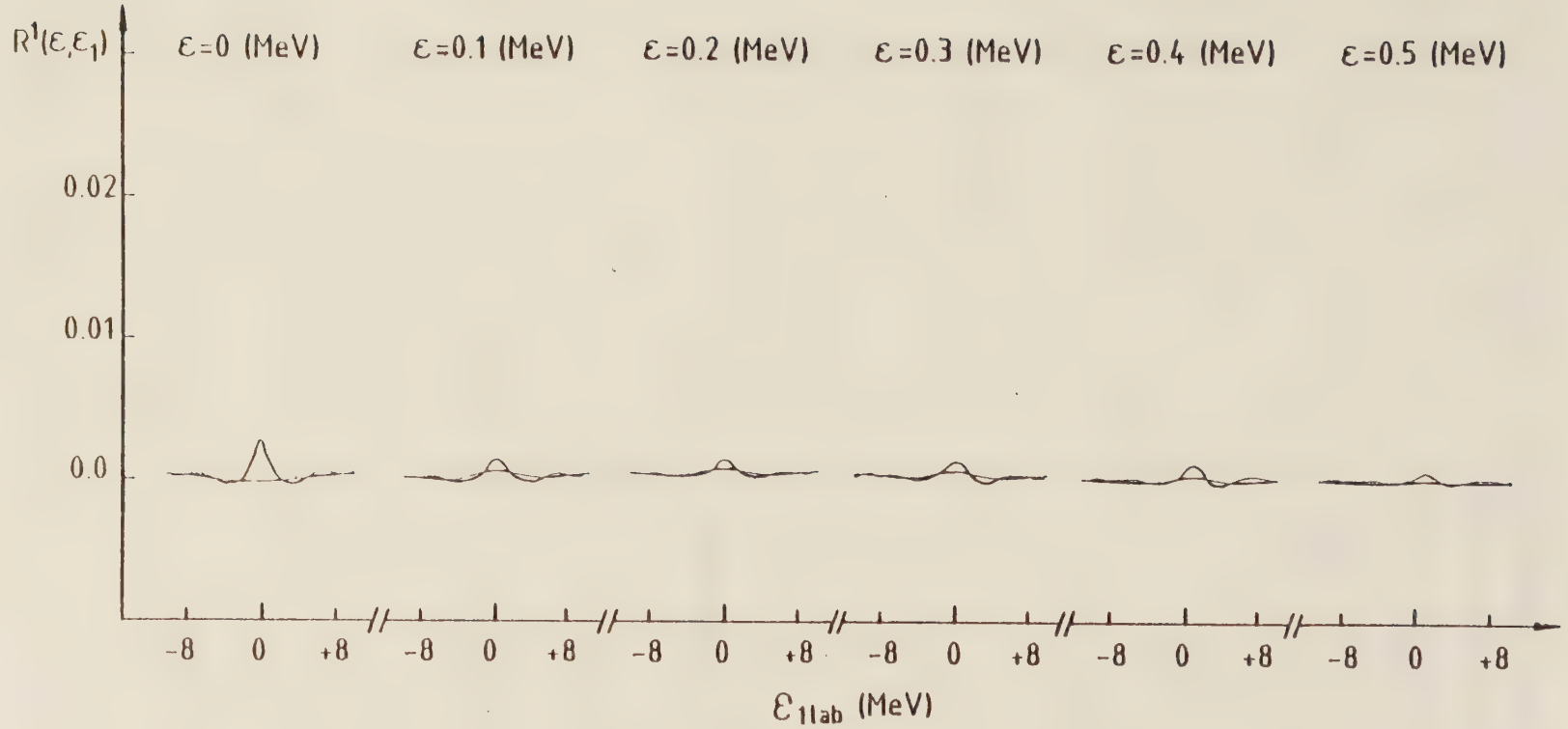


Fig. 62. Les fonctions de corrélation des spectres inclusifs.

tions d'énergie de l'expérience par un léger déplacement du centre de gravité du pic de corrélation par rapport à $\varepsilon_1 = 0$.

Notons enfin que pour chaque valeur $\varepsilon = x\delta E$, nous disposons de (m-x) couples de spectres pour calculer $R^{1\,I}(\varepsilon)$. Nous avons donc pour chaque valeur de ε calculé la moyenne des (m-x) valeur de $R^{1\,I}(\varepsilon)$. Les résultats sont reportés sur la fig. 63.

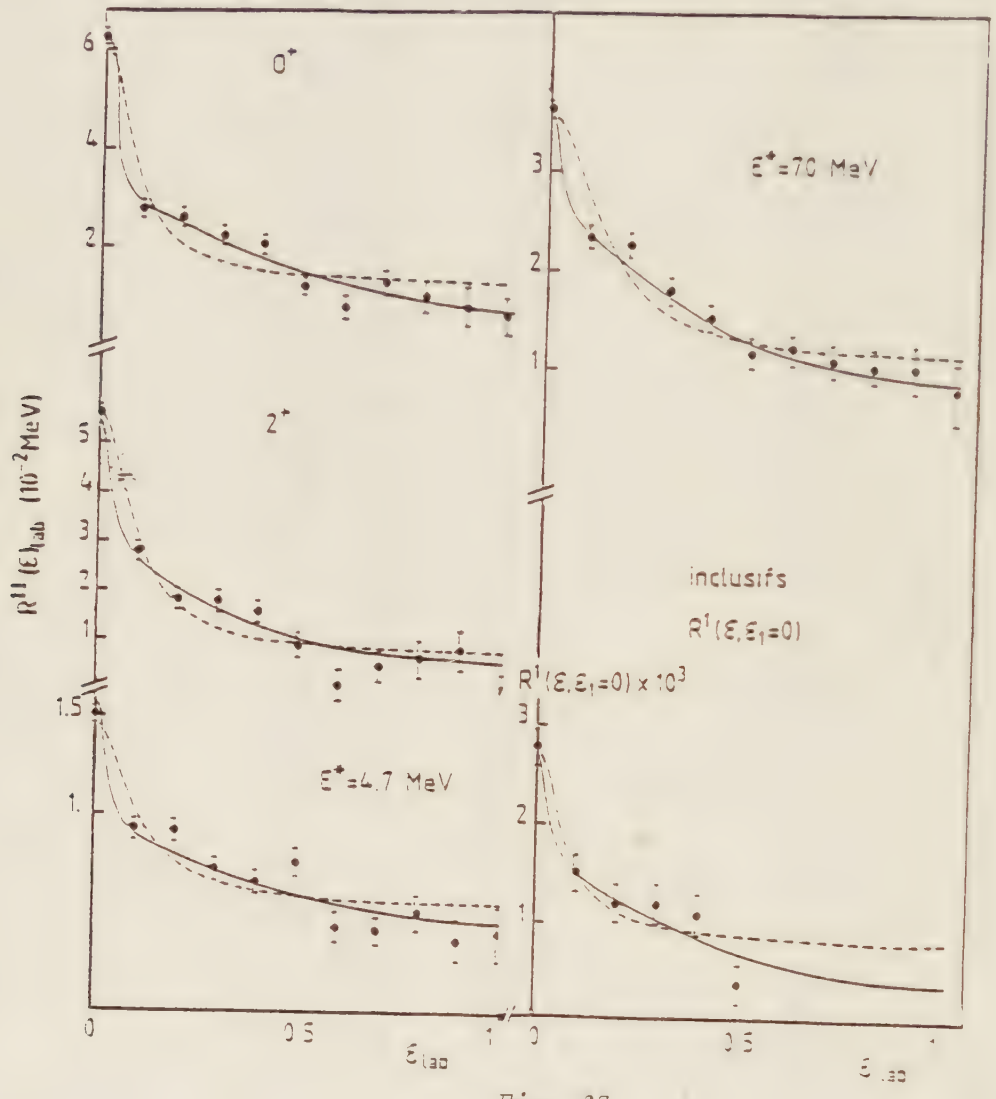


Fig. 63

V.4.4. Largeur de cohérence Γ de ^{40}Ca et densité de niveaux de ^{36}Ar.

Afin d'obtenir la valeur de la largeur de cohérence Γ et celle de la densité de niveaux, nous avons utilisé l'expression

$$R^{1I}(\varepsilon) = A \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+\varepsilon^2} + B \qquad (43)$$

et effectué une recherche avec la méthode des χ^2 pour déterminer Γ, A et B (courbe en tirets de la figure 63).

Nous savons que 1/A est relié au nombre moyen de voies effectives et que 1/3 correspond au nombre de niveaux.

Pour faire apparaître directement ces grandeurs en nombre de voies par MeV ou en nombre de niveaux par MeV (d'énergie d'excitation dans ^{36}Ar) les valeurs de $R^{1I}(\varepsilon)$ sont muttipliées par $\frac{\Delta E}{canal}$, ce qui explique les dimensions sur la figure 63. Les valeurs de $R^{1I}(\varepsilon)$ introduites dans le programme de recherche ont été également multipliées par $<\frac{dE_{cm}}{dE_{lab}}>$ afin de transposer la fonction de corrélation dans le système du centre de masse et d'obtenir A, B et Γ dans ce système. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau IV.

Tableau IV

	A (MeV 10^{-4})	B (MeV 10^{-4})	Γ_{cm} KeV
0^+	145	41	24
2^+(2.23 MeV)	144	22	29
(4.7 MeV)	27	17	31
(7.0 MeV)	74	34	41
Valeur moyenne *		28±11	25±8
Spectres inclusifs **	1,9	0,8	24

* Nous avons calculé l'erreur Δy sur la valeur moyenne $\bar{y}$ par la dispersion des n mesures Y_j autour de cette valeur en utilisant l'expression

$$\Delta y = \left(\frac{1}{n-N} \sum_{j=1}^{n} (y_j - \bar{y})^2\right)^{1/2}$$

où N est le nombre de paramètres sur lesquels nous avons effectué la recherche en χ^2.

** Pour les spectres inclusifs nous avons utilisé les fonctions de corrélation $R^1(\varepsilon, \varepsilon_1 = 0)$, pour cette raison les valeurs indiquées sont sans dimension et doivent être multipliées par 10^{-3}.

Notons que la largeur de cohérence Γ obtenue par la fonction de corrélation des spectres inclusifs est en bon accord avec celle obtenue pour les transitions $\alpha\alpha$. Cette valeur est inférieure d'un facteur deux à la prédiction du code CASCADE (fig. 54).

Nous avons comparé ce résultat avec ceux obtenus par l'analyse des fonctions d'excitation pour des réactions qui conduisent au même noyau composé (Tableau V).

Tableau V

Réaction	Γ_{cm} (keV)	Reference
$^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$	25 ± 8	Ce travail
$^{28}Si(^{12}C,^{12}C)^{28}Si$	52 ± 20*	[Ba-79][Si-83]
$^{39}K(p,\alpha)^{36}Ar$	57 ± 30*	[ER-66]

* Valeur obtenue par extrapolation en utilisant la formule $\Gamma = 14 \exp(-4{,}69\sqrt{A/E_0})$ (44), [Si-80].

Nous pouvons constater un bon accord entre ces différentes détermination.

Un examen plus critique de nos données de la fig. 63 révèle un désaccord systématique entre la courbe calculée et nos mesures pour les valeurs petites de ε. Ce comportement nous a suggéré la possibilité de contribution de plusieurs valeurs de Γ. Pour cette raison nous avons essayé de reproduire nos données en utilisant l'expression :

$$R^{1I}(\varepsilon) = A_1 \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_1^2+\varepsilon^2} + 2\sqrt{A_1 A_2}\,\frac{\Gamma_1\Gamma_2(\Gamma_1\Gamma_2+\varepsilon^2)}{(\Gamma_2^2+\varepsilon^2)(\Gamma_1^2+\varepsilon^2)} + A_2\frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2+\varepsilon^2} + B \qquad (45)$$

comme cela a été discuté par Freidman et al. [Fr-81].

Le meilleur accord obtenu entre l'expression précédente et nos données, suite à une recherche avec la méthode des χ^2, correspond aux courbes en trait continu de la figure 63. Les valeurs des paramètres A_1, A_2, Γ_1, Γ_2 et B sont reportées dans le tableau VI.

Tableau VI

	A_1 (MeV 10^{-4})	A_2 (MeV 10^{-4})	B (MeV 10^{-4})	Γ_{1cm} (keV)	Γ_{2cm} (keV)
0^+	22	71	13	75	122
2^+ (2.23 MeV)	15	68	14	7.5	78
4.7 MeV	5	13	12	13.2	127
7.0 MeV	6.3	51	18	10.2	126
Valeur moyenne			14±2	$\lesssim$10	114±18
Les spectres inclusifs*	0.2	1.3	1.8	1.5	120

* Pour les spectres inclusifs nous avons utilisé les fonctions de corrélation $R'(\varepsilon, \varepsilon_1 = 0)$ pour cette raison les valeurs indiquées sont sans dimension, elles doivent être multipliées par 10^{-3}.

Notons que l'expression (44) donne une valeur de Γ_2 voisine de 100 keV. Ce qui nous semble important est la présence éventuelle d'une petite largeur de cohérence.

La valeur obtenue pour cette largeur est approximativement égale à notre résolution expérimentale. Pour cette raison cette valeur ne peut être considérée que comme une limite supérieure.

D'autres exemples où l'on est en présence de plusieurs largeurs Γ peuvent être trouvés chez d'autres auteurs [Bo-80], [Ka-83]. Dans ces cas la deuxième composante a une largeur plus *grande* que la largeur normale correspondant aux états du noyau composé et semble décrire des structures intermédiaires (doorway). Une interprétation qualitative en serait que le noyau se désintègre avant d'atteindre l'équilibre statistique, il aurait donc un temps de vie plus petit que celui du noyau en équilibre statistique ce qui conduirait effectivement a des largeurs de cohérence plus grandes que celles du noyau composé.

La largeur Γ_1 que nous avons extraite de nos données est par contre plus petite que la largeur normale Γ_2 des états du noyau composé et pourrait indiquer la présence d'une composante du noyau composé à temps de vie très long.

On peut lier qualitativement la présence de cette faible largeur Γ_1 avec la déformation du noyau composé que nous avons mise en évidence.

L'énergie d'excitation d'un noyau composé est fonction de l'énergie de liaison des noyaux qui participent à la réaction et de leurs énergies cinétiques.

Rappelons par ailleurs que la largeur de cohérence d'un noyau composé Γ_{J_o} est donnée par l'expression

$$\Gamma_{J_o} = \frac{D(J_o,E^*)}{2\pi} R_{J_o} \qquad (46)$$

où $D(J_o,E^*)$ est l'espacement des niveaux de spin J_0 à l'énergie d'excitation E^* dans ce noyau tandis que R_{J_o} est la probabilité totale d'émission de particules et de photons (13).

Selon la formule semi-empirique de Bethe et Weizsäcker l'énergie de liaison et donc l'énergie d'excitation d'un noyau dépend de sa déformation. En effet l'énergie d'excitation d'un noyau déformé $E^*(\beta)$ peut être approximativement donnée par l'expression :

$$E^*(\beta) = E^*(0) - [E_s(\beta) - E_s(0)] - [E_c(\beta) - E_c(0)] \qquad (47)$$

soit

$$E^*(\beta) = E^*(0) - \Delta E(\beta) \qquad (48)$$

où $E^*(0)$ est l'énergie d'excitation du noyau sphérique, $E_s(\beta)$ et $E_c(\beta)$ sont respectivement l'énergie de surface et l'énergie coulombienne du noyau déformé tandis que $E_s(0)$ et $E_c(0)$ sont les énergies du noyau sphérique.

Sur la figure 64 nous présentons la variation de l'énergie de surface en fonction de la déformation du noyau composé ^{40}Ca, calculée pour un noyau aplati en nous limitant à des déformations d'ordre 2.

Pour évaluer le troisième terme de l'expression (47) nous avons considéré que $E_c(\beta)$ est l'énergie coulombienne de deux sphères ^{28}Si et ^{12}C en contact tandis que $E_c(0)$ est l'énergie coulombienne du noyau composé ^{40}Ca [Me-83] . A la suite de ce calcul nous avons obtenu $E(\beta) \simeq 15$ MeV ce qui conduit à une énergie d'excitation pour ^{40}Ca déformé de $E^*(\beta = 1,1) \simeq 20$ MeV

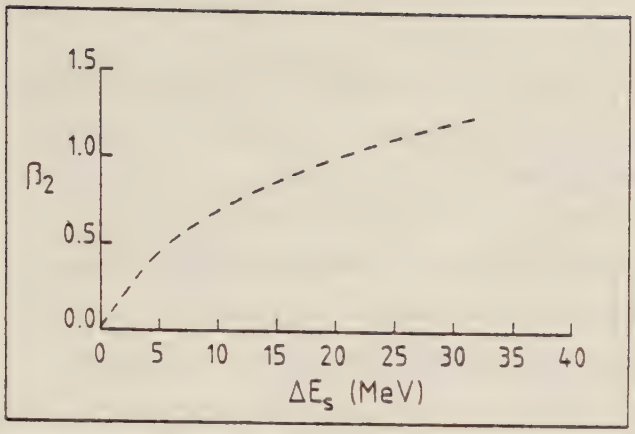


Fig. 64. Variation de l'énergie de surface en fonction de la déformation du noyau composé ^{40}Ca.

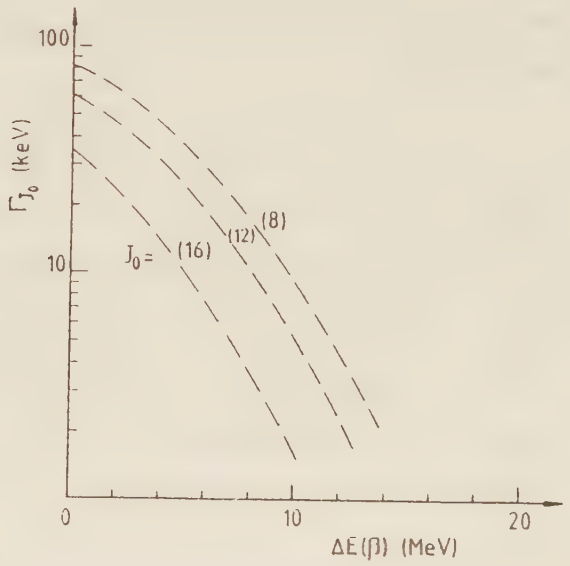
alors que de $E^*(0) = 34,4$ MeV pour le noyau ^{40}Ca sphérique cette diminution de l'énergie d'excitation peut conduire des valeurs plus petites de la largeur de cohérence.

Pour illustrer ceci nous avons calculé la largeur de cohérence Γ en fonction de $\Delta E(\beta)$ en utilisant la formule (46).

Dans ce calcul les coefficients de transmission $T_{\ell_j+1}(i,\varepsilon_i)$ restent constants, puisque l'énergie cinétique ne change pas avec la déformation.

Le résultat est présenté sur la figure 65 où l'on voit que la déformation peut conduire à une diminution considérable de la largeur de cohérence Γ_{J_0}. Nous pensons donc que les états du noyau composé à petite largeur $\Gamma_\downarrow$ peuvent correspondre à des isomères de forme dans ^{40}Ca [Sc-83].

Fig. 65. Variation de la largeur de cohérence Γ_J en fonction de l'énergie $\Delta E(\beta)$ (48)



En ce qui concerne le coefficient d'autocorrélation A_1, nous noterons seulement que 1/A qui correspond à une valeur moyenne du nombre effectif de voies, est, comme prévu, beaucoup plus grand pour la réaction inclusive.

Le coefficient B , par contre, nous intéresse davantage car il nous donne directement l'espacement moyen des niveaux dans ^{36}Ar, qui est de (2,5 ± 1) keV (Tableau IV). La valeur de cet espacement moyen est en bon accord avec les prédictions du modèle statistique. En effet, pour une énergie d'excitation de 13 MeV dans ^{36}Ar et compte tenu de la localisation de la section efficace de la voie d'entrée dans l'espace des moments angulaires (fig. 54) nous avons obtenu à l'aide du code CASCADE, un espacement moyen des niveaux de 1 keV [A1-82].

V.5. Identification de structures propres à ^{36}Ar

La mise en évidence de fluctuations statistiques dues à la largeur de cohérence du noyau composé ^{40}Ca nous a permis de comprendre pourquoi les tests de cinématique effectués pour identifier les transitions α_1 et α_2 (Chap. II) n'avaient pas donné les résultats escomptés.

Dans le cas de la comparaison des spectres mesurés avec des cibles différentes, les spectres de la cible mince (la perte d'énergie ΔE était inférieure à la largeur de cohérence Γ de ^{40}Ca) étaient fortement marqués par des fluctuations statistiques, par contre, avec la cible épaisse, la moyenne effectuée sur une énergie ΔE de l'ordre de grandeur de Γ brouillait complètement l'image.

De même la valeur de $\sim 4°$ pour l'angle de cohérence* de ces fluctuations ne permettait pas de "suivre un niveau" lors de mesures de corrélations angulaires.

Par contre la théorie des fluctuations d'Ericson prédit que lorsque le nombre effectif de voies devient très grand ces fluctuations deviendront nulles ce que nous pouvons faire, par exemple, en sommant les spectres mesurés à un certain nombre d'énergies incidentes. Si des structures subsistent sur ce spectre elles auront leur origine dans la structure nucléaire de ^{36}Ar. Nous nous attendons à ce qu'il en soit ainsi étant donné que les fonctions de corrélation que nous venons d'étudier ne convergent pas à zéro pour les grandes valeurs de ε.

---

* L'angle de cohérence est donné par la relation $\Delta\theta=(KR)^{-1}$ (voir § V.2. p. 85).

Tableau VII

$E_{lab}(^{28}Si)$	68	70	72	73	75	77	79	81	Somme des spectres
	11.5	11.4							
		11.8							
	12.4	12.4	12.35	12.4					
	12.7	(12.75)		12,75					
$E^{*}(^{36}Ar)$	(12.8)		12.9						
	13.1	12.95		(13)		13			
	(13.4)								
		13.45							
	13.5			13.55	13.6	13,55			13,5
	13,6	(13,65)	13,65						(13,8)
				13,95					
	14,20	14,20	14,15	14,25	14,1	14,1	14,0		14,15
	14,6	14,5	14,5	14,45	14,5	14,5	14,5	(14,5)	14,5
				(14,8)			(15)	14,8	
	(15,2)	15,10	15,20	15,20	15,15	15,1	15,2	15,2	15,15
					(15,35)				
	15,55	15,5		15,60	15,6	15,5		15,55	15,50
	16,0	16,0		16,0	16,0	16,0	(16)	(16)	16,0
				16,3				(16,3)	
	16,4	16,6		(16,5)	16,5	16,5	16,5	16,5	16,4
	16,7							(16,65)	
	17,0	17,0		16,9		17	(17)	17	
								17,25	
					17,40				
									17,75

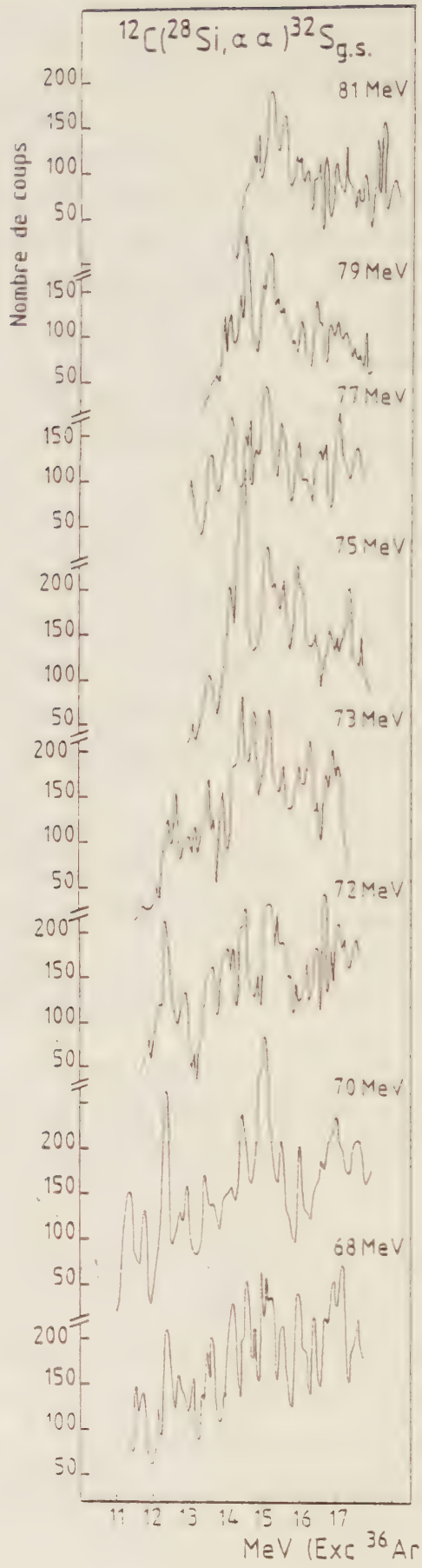


Fig. 66. Les spectres $E_{\alpha_1\alpha_2}$ qui conduisent au niveau fondamental de ^{32}S en fonction de l'énergie d'excitation dans ^{36}Ar.

Avant de considérer cette somme nous avons essayé de voir si il était possible de suivre, sur les spectres de la fonction d'excitation mesurée par pas de 2 MeV avec une cible épaisse, moyennant partiellement les fluctuations d'Ericson, non plus directement les structures observées sur les spectres α mais leur énergie d'excitation dans ^{36}Ar.

Pour cela nous avons effectué une transformation cinématique sur les spectres mesurés avec le détecteur à deux plages à 0° en utilisant le résultat des calculs effectués dans le chapitre IV, à savoir que la partie basse énergie du spectre correspond aux transitions α_2 et la partie haute énergie à α_1.

Dans le tableau VII nous avons porté, pour les différentes énergies du faisceau de ^{28}Si, les énergies d'excitation auxquelles apparaissent les structures.

L'erreur sur la détermination de ces énergies est de l'ordre de ± 50 keV. L'espacement moyen des structures pour ces mesures est de l'ordre de 500 keV.

Comme on peut le constater sur la fig. 66 certaines de ces structures sont bien dégagées du fond et apparaissent à toutes les énergies, avec des intensités relatives qui fluctuent fortement pour les différentes mesures.

Sur la figure 67 nous avons porté le spectre correspondant à la somme de ces huit mesures. On peut constater que, comme prévu, certaines structures résistent à cette sommation. Nous avons porté leur énergie dans la dernière colonne du tableau VII.

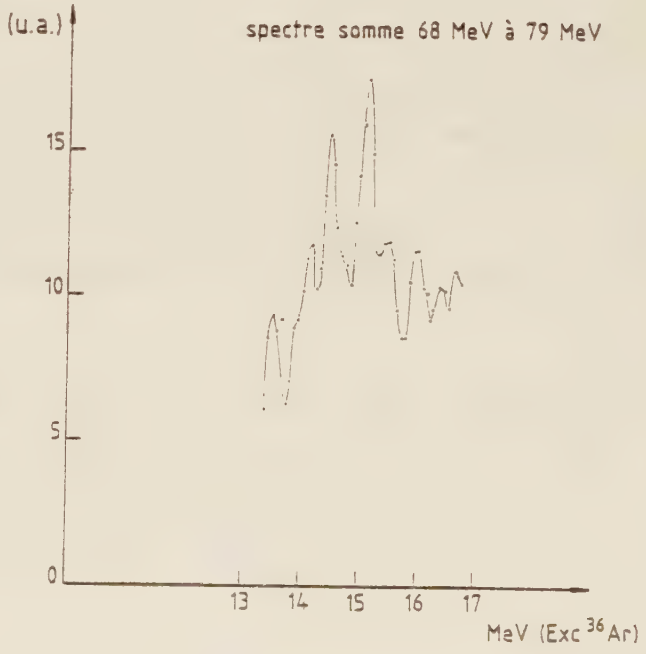


Fig. 67. Somme des huit spectres de la figure 66.

Il est difficile de comprendre la nature de ces structures à des énergies d'excitation dans ^{36}Ar aussi élevées.

Leur variance semble être en accord avec la valeur de B (Tableau IV) obtenue à la suite de l'analyse statistique des spectres. Ainsi à l'origine de ces structures se trouveraient des fluctuations de la densité de niveaux dans ^{36}Ar.

Il nous paraît utile de souligner que nous avons pu étudier ces structures grâce à une analyse nouvelle et détaillée à l'aide du modèle statistique. Ce modèle permet de décrire des phénomènes compliqués par des méthodes statistiques, en particulier l'analyse des déviations par rapport aux valeurs moyennes des sections efficaces peut permettre d'obtenir des renseignements sur les densités moyennes de niveaux.

CONCLUSION

Nous avons étudié la réaction séquentielle $^{12}C(^{28}Si,\alpha\alpha)^{32}S$ à la lumière des prédictions du modèle statistique. L'ensemble de ce travail s'est développé suivant deux axes : la comparaison aux valeurs moyennes prédites par ce modèle d'une part et l'examen des fluctuations autour de ces valeurs moyennes en ce qui concerne les sections efficaces et la densité de niveaux du noyau intermédiaire d'autre part.

La méthode expérimentale était basée sur la mesure des coïncidences entre les particules α émises séquentiellement, l'une au moins de ces particules α étant détectée à zéro degré. L'utilisation de différents dispositifs expérimentaux, adaptés aux problèmes que nous avions à examiner, nous a conduits à fabriquer une jonction annulaire à plages, ceci nous a permis de nous initier à d'intéressants problèmes de technologie.

L'analyse des corrélations angulaires nous a obligés à faire un travail théorique et un important effort de programmation.

Le programme développé permet de calculer les corrélations angulaires d'une réaction séquentielle avec passage par un noyau intermédiaire en tenant compte de tous les couplages possibles des moments angulaires.

A notre connaissance c'est le premier programme pour le calcul complet de sections efficaces de ce type.

L'analyse des mesures de corrélations angulaires nous a conduits à introduire une très grande déformation dynamique à l'étape initiale de la réaction. De telles déformations avaient été prévues par des calculs THDF de réactions entre ions lourds, ces calculs n'avaient pas encore reçu de vérification expérimentale [Bo-80 b].

Nous pensons que la méthode que nous avons utilisée pourra être très utile pour l'étude de la dynamique de fusion, et qu'il serait intéressant de poursuivre ce travail par des mesures à d'autres énergies et pour d'autres systèmes.

L'observation de structures dans les spectres d'énergie nous a amenés à faire une analyse en termes de fluctuations pour vérifier la compatibilité de ces structures avec les prédictions du modèle statistique utilisé.

Nous avons mis au point des méthodes originales qui nous ont permis d'obtenir à partir de l'analyse de ces structures des informations quantitatives sur la largeur de cohérence du noyau composé initial et sur la densité de niveaux du noyau intermédiaire.

La densité de niveaux de ^{36}Ar obtenue est compatible avec les prévisions du modèle statistique. Néanmoins une étude plus approfondie de ces structures mérite d'être activement poursuivie pour aboutir à une compréhension plus profonde de la structure nucléaire sous-jacente.

La largeur de cohérence du noyau composé formé dans la voie d'entrée a été obtenue avec cette nouvelle méthode en couvrant un intervalle d'énergie dans ce noyau composé d'un ou plusieurs ordres de grandeur plus petit qu'avec les méthodes classiques qui nécessitent des mesures de fonctions d'excitations longues et fastidieuses.

Nous avons pu montrer que la largeur de cohérence de ^{40}Ca ainsi obtenue est compatible avec les prédictions du modèle statistique et avec d'autres résultats expérimentaux.

Nos résultats suggèrent aussi la présence d'une deuxième largeur de cohérence plus faible (inférieure ou égale à notre résolution expérimentale) qui indiquerait l'existence d'états de vie longue dans le noyau composé.

Il n'est pas impossible que la grande déformation du noyau composé ^{40}Ca donne naissance à de tels états.

Appendice A

Les seuls sous-états magnétiques qui contribuent à la section efficace lors de la détection d'une particule sans spin à 0° et 180° sont ceux pour lesquels m = 0.

L'utilisation de détecteurs avec une ouverture angulaire finie permet cependant la contribution à la section efficace d'états ayant des sous états magnétiques m différents de 0.

On peut estimer la contribution relative de ces sous états, par exemple pour $|\ell,1>$, en appliquant l'opérateur de rotation $R(\omega)$ à $|\ell,1>$.

$$R(\omega)\,|\ell,1> = D^{\ell}_{0,1}(\omega)\,|\ell,0> \qquad (1)$$

Selon la formule de Wigner*, pour une rotation dans le plan de réaction (ϕ=0) et l'angle θ étant voisin de 0° ou de 180°,

$$D^{\ell}_{0,1}(\theta) \simeq \sqrt{\ell(\ell+1)}\ \sin\frac{\theta}{2} \qquad (2)$$

Compte tenu des relations (1) et (2), la probabilité de présence P(m=1) à l'angle θ d'un sous-état magnétique m=1 est donnée par la relation :

$$\frac{P(m=1)}{P(m=0)} \simeq \ell(\ell+1)\ \left(\frac{\theta}{2}\right)^2$$

On constate ainsi que la probabilité de présence d'un état $|\ell,1>$ augmente lorsque le moment angulaire de cet état et l'ouverture angulaire du système de détection augmentent.

---

* A. Messiah, Mécanique Quantique, Dunod (1972) p. 906.

REFERENCES

[Al-79] N. Alamanos, Thèse 3ème cycle, Université Paris XI (1979)

[Al-81] N. Alamanos, A. Garin, J. Labrély, W. Mittig, Compte-rendu d'activité du DPh-N, p. 232, 2276 (CEA).

[Al-82] N. Alamanos, C. Le Métayer, C. Lévi, W. Mittig et L. Papineau , Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (1982), University of Milan.

[Ba-78] J. Barrette, M.J. LeVine, P.Braun-Munzinger, G.M. Berkowitz, M. Gai, J.W. Harris and C.M.Jachcinski, Phys. Rev. Lett. 40, 445 (1978).

[Ba-79] J. BARRETTE, M.J. LeVine, P.Braun-Munzinger, G.M. Berkowitz, M. Gai, J.W. Harris, C.M.Jachcinski and C.D. Uhlhorn, Phys. Rev. C20, 1759 (1979).

[Ba-81] M. Barranco and J.R. Buchler, Phys. Rev. C24, 1191 (1981).

[Be-79] M. Beckerman and M. Blann, Phys. Rev. Lett. 42, 156 (1979).

[Bl-52] J.M. Blatt et L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. V24 (1952) 258 ; L.C. Biedenharn, in Nuclear Spectroscopy, part B, ed. F. Ajzenberg-Selove (Academic-Press, N.Y. 1960).

[Bl-80] M. Blann, Phys. Rev. C21, 1170 (1980).

[Bo-48] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 18, n° 8 (1948).

[Bo-80 a] R. Bonetti, L. Colli Millazzo, A. De Rosa, G. Inglima, E. Perillo, M. Sandoli, F. Shahin, Phys. Rev. C21, 816 (1980).

[Bo-80 b] P. Bonche et B. Grammaticos, Phys. Lett. 59B, 198 (1980).

[Br-63] D.M. Brink et R.O. Stephen, Phys. Lett. 5, 77 (1963).

[Br-64] D.M. Brink, R.O. Stephen et N.W. Tanner, Nucl. Phys. 47, 353 (1964)

[Br-82] P. Braun-Munzinger et J. Barrette, Phys. Rep. 87, 211 (1982)

[Ch-79] C.M. Cheng, J.V. Maher, M.S.Chiou, W.J. Jordan, J.C. Peng, W. Oelert, D.G. Gunn et F.D. Snyder ; Phys. Rev. C20, 1042 (1979).

[Ch-82] Y.S. Chen, C. Ngô, E. Tomasi, M. Barranco, X. Vinas et H. Ngô. Preprint DPh-N/MF 82-83.

[Cl-71] N.M. Clarke N.I.M. 96, 497 (1971)

[Ea-71] W.T. Eadie, D. Dryard, F.E. James, M. Roos, B. Sadoulet ; Statistical Methods in Experimental Physics ; North Holland 1971.

[Eb-82] Proceedings, Bad Honnef, Germany, 1981, edited by K.A. Eberhard Spring Verlag, Heidelberg.

[Eh-66] D. Von Ehrenstein, L. Meyer-Schutzmeister et R.G Allas ; Nucl. Phys. 79, 625 (1966).

[Er-63] T. Ericson, Annals of Physics 23, 390-414 (1963), T. Ericson and T. Mayer-Kuckuk, A. Rev. Nucl. Sci. 16, 183, 1966.

[Fa-63] U. Fano, Ann Rev. Nucl. Sci. 13, 1 (1963).

[Fa-68] U. Facchini et E. Saetta-Menichella, Energia Nucleare 15, 54 (1968).

[Fo-52] Fowler et Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 24, 321 (1952).

[Fr-81] W.A. Friedman, N.S. Hussein, K.W. McVoy et P.A. Mello ; Phys. Lett 99B, 179 (1981) ;
W.A. Friedman, M. Hussein et P.A. Mello, Phys. Rep. 77, 47 (1981).

[Ga-81] A.S. Gary, Thèse d'Etat, Université Paris XI (1981).

[Ga-82] S. Gary et C. Volant, Phys. Rev. C25, 1877 (1982).

[Gi-73] J. Gilat, E. Royer Jones III et J.M. Alexander ; Phys. Rev. C7, 1973 (1973).

[Gr-67] J.R. Grover et J. Grilat, Phys. Rev. 157, 802 (1967) ;
J.R. Grover et J. Grilat, Phys. Rev. 157, 814 (1967).

[Hu-62] J.K. Huizenga et G. Igo, Nucl. Phys. 29, 462 (1962).

[Ka-83] S. Kailas, S.K. Gupta et M.K. Mehta, Z. Phys. A-Atoms and Nuclei 309, 267 (1983).

[La-66] D.W. Lang, Nucl. Phys. 77, 545 (1966).

[Le-82] K.T. Lesko, D.K. Lock, A. Lazzarini, R. Vandenbosch, V. Metag et H. Doubre, Phys. Rev. C25, 872 (1982).

[Me-82] C. Le Metayer, Thèse 3ème cycle, Université Paris XI (1982).

[Me-83] M.C. Mermaz, Communication privée.

[Mo-64] P.A. Mauldauer , Phys. Lett. 8, 70 (1964).
P.A. Moldauer, Phys. Rev., 135B, 642 (1964).
P.A. Moldauer, Phys. Rev. 136B, 947 (1964).

[Mo-75] G.R. Morgan, Flodida State University, Ph.D., 1975.

[Na-82] Y. Nagashima, S.M. Lee, M. Sato, J. Schimizu, T. Nakagawa, Y. Fukucki, K. Furuno, M. Yamanouchi et T. Mikumo,Phys. Rev. C26, 2261 (1982).

[Pa-64] G. Pappalardo, Phys. Lett. 13, 320 (1964).

[Pa-82] M. Paul, I. Labaton, D. Fink, A. Marinov et O. Meirav., Phys. Rev. C26, 1295 (1982).

[Pe-63] F.G. Perey, Phys. Rev. 131, 745 (1963).

[Pü-77] F. Pülhofer, Nucl. Phys. A280, 267 (1977).

[Pü-77b] F. Pülhofer, W.F.W. Schneider, F. Busch, J. Barrette, P. Braun-Munzinger C.K. Gelbke and H.E. Wegner, Phys. Rev. C16, 1010 (1977).

[Ri-74] A. Ritcher, in Nuclear Spectroscopy and Reactions, edited by J. Cerny (Academic Press, New-York, 1974) p. 343.

[Ro-78] Conference on Nuclear Interactions, Canberra,1978, edited by B.A. Robson, Spring Verlag, Heidelberg.

[Sc-71] D. Schwalm, Phys. Rev. C4, 10 (1971)

[Sc-78] H. Schmidt-Böcking et H. Hornung, Z. Phys. A-Atoms and Nuclei 256, 253 (1978).

[Sc-83] H. Schultheis and R. Schultheis, Phys. Rev. C27, 1367 (1983).

[Si-77] Da Silveira, Thèse d'Etat, Université Paris XI (1977).

[Si-80] R. Singh, K.A. Eberhard and R.G. Stokstad, Phys. Rev. C22, 1971 (1980).

[Si-83] R. Singh, Z. Phys. A311, 99-104 (1983).

[Sz-79] A. Szanto de Toledo, N. Schrader, E.M. Szanto, G. Rosner et H.V. Klapdor, Nucl. Phys. A315, 500 (1979).

[To-82] E. Tomasi, X.S. Chen, S. Leray et C. Ngô, Nucl. Phys. A389, 69 (1982).

[Ts-68] C. Tschalar, N.I.M. 61, 141 (1968).

[Ve-79] H. Vernon Smith, N.I.M. 164, 1 (1979).

[Wi-64] D. Wilmore et P.E. Hodgson, Nucl. Phys. 55, 673 (1964).

ALAMANOS Nicolas

Observation d'une déformation dynamique et informations sur les densités de niveaux dans la réaction séquentielle ^{12}C (^{28}Si , 2α) ^{32}S.

Résumé

La réaction séquentielle ^{12}C (^{28}Si, 2α) ^{32}S a été étudiée par la mesure en coïncidence, des particules α émises séquentiellement. Les résultats obtenus ont été analysés à la lumière du modèle statistique. Les corrélations angulaires ont pu être reproduites grace à un développement du programme CASCADE pour les réactions séquentielles, l'introduction d'une très grande déformation dynamique à l'étape initiale de la réaction a été nécessaire.

Les structures observées sur les spectres d'énergie ont été analysées en termes de fluctuations statistiques, des renseignements quantitatifs ont été obtenus sur la largeur de cohérence du noyau composé initial et sur la densité de niveaux du noyau intermédiaire. La largeur de cohérence et la densité de niveaux sont compatibles avec les prédictions du modèle statistique.

Mots clés

^{12}C (^{28}Si, 2α) ^{32}S, réaction séquentielle, corrélations angulaires, fonctions d'excitation, modèle statistique, déformation, fluctuations d'Ericson.

Membres du Jury